



Interféromètres atomiques dans un réseau optique

Bruno Pelle

► To cite this version:

Bruno Pelle. Interféromètres atomiques dans un réseau optique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2013. Français. NNT: . tel-00921181

HAL Id: tel-00921181

<https://theses.hal.science/tel-00921181>

Submitted on 20 Dec 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

**École Doctorale 389 :
P2MC - La Physique de la Particule à la Matière Condensée
Spécialité : Physique Quantique**

**réalisée au
Laboratoire Systèmes de Référence Temps-Espace
de l'Observatoire de Paris**

**présentée par
Bruno PELLE**

**pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

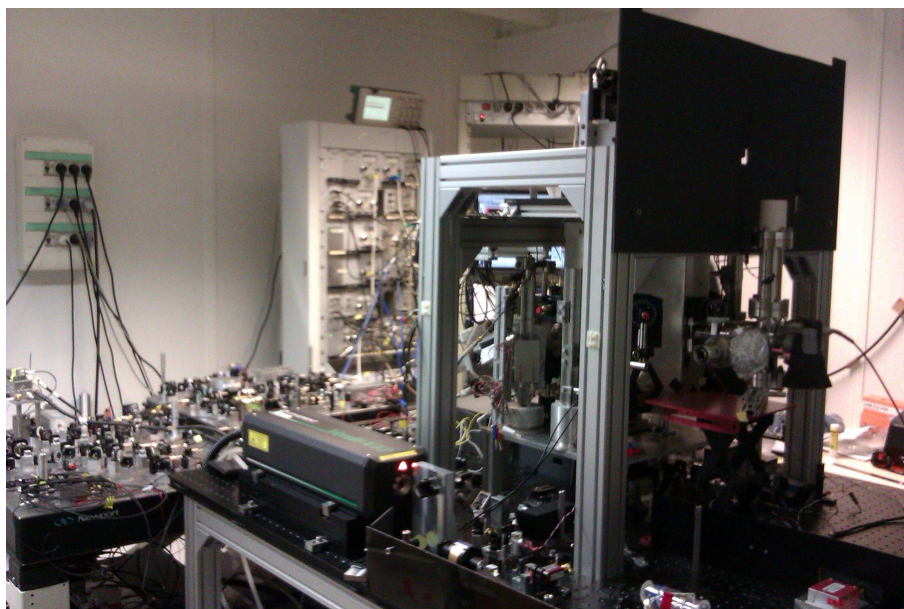
**Sujet de la thèse :
Interféromètres atomiques dans un réseau optique**

soutenue le 16 Octobre 2013 devant le jury composé de :

M. Ennio	ARIMONDO	Examineur
M. François	BIRABEN	Président du jury
M. Antoine	BROWAYES	Rapporteur
M. David	GUÉRY-ODELIN	Examineur
M. Anders	KASTBERG	Rapporteur
M. Franck	PEREIRA DOS SANTOS	Directeur de thèse

"La loi de la pesanteur est dure, mais c'est la loi."

Georges Brassens, dans *Vénus Callipyge*



Remerciements

J'ai effectué ma thèse au laboratoire du SYRTE de l'Observatoire de Paris au sein de l'équipe *Interférométrie atomique et Capteurs Inertiels*. Aussi je tiens tout d'abord à remercier son directeur Noël DIMARCQ pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, ainsi que Arnaud LANDRAGIN pour son accueil au sein de son équipe. Autant l'équipe des *Capteurs Inertiels* que le laboratoire jouissent de conditions de travail ainsi que d'une ambiance particulièrement agréables et motivantes qui en font un cadre idéal pour la réalisation d'une thèse.

Durant ces trois années, j'ai été encadré par Franck PEREIRA DOS SANTOS que je tiens vivement à remercier ici pour m'avoir permis de réaliser cette thèse sous sa direction et pour la confiance qu'il m'a accordée. Travailler avec Franck est un plaisir où l'on peut s'épanouir en toute liberté. À la fois il sera toujours là pour répondre à toutes les questions que l'on peut se poser, dévoilant la multitude de connaissances qu'il possède dans bien des domaines, mais aussi il saura laisser de l'autonomie à chacun afin de pouvoir résoudre les problèmes expérimentaux à notre manière. Le sujet de cette thèse est particulièrement riche et s'insère dans les thématiques de la Physique fondamentale actuelle, aussi pouvoir apprendre davantage ou affiner mes connaissances dans ces conditions fut une chance pour moi et participa à la réussite de cette thèse. Notamment, je tiens à remercier Franck pour le temps passé à me guider et à corriger les différentes versions d'article ou du manuscrit de thèse ainsi que pour la pertinence de ses propositions. Je te remercie pour tout ce que tu m'as appris. Pour le détail amusant de la vie de tous les jours au laboratoire, je pense que risque de me manquer le lot de surnoms agrémentant chaque journée tels que "*pirates*", "*mon lapin*", "*caïd*", voire même "*Salut les cafards!*" dans ses moments les plus joyeux. Je garde donc un excellent souvenir de ces trois années passées au sein de son équipe.

Je tiens également à remercier MM. Ennio ARIMONDO, François BIRABEN, Antoine BROWAYES, David GUÉRY-ODELIN, et Anders KASTBERG pour l'intérêt qu'ils ont manifesté pour mon travail en ayant accepté de faire partie de mon jury de thèse. Je remercie tout particulièrement MM. Antoine BROWAYES et Anders KASTBERG d'avoir accepté la charge de rapporteur.

L'équipe des *Capteurs Inertiels* est une équipe dont les membres permanents ainsi que les thésards participent à l'entretien de cette atmosphère de convivialité ambiante. Chacun a eu son rôle particulier durant cette thèse. En commençant par Arnaud et ses conseils avisés, où la multitude d'idées qu'il a à proposer à tout moment qui est toujours particulièrement appréciable. Je remercie également Carlos GARRIDO ALZAR et Christine GUERLIN pour leurs nombreux conseils et aides au travers du chemin sinueux de la voie du Post-Doc', ainsi que pour les bons moments passés ensemble en conférence. Je souhaite remercier aussi Sébastien MERLET pour sa grande connaissance des problèmes de gravimétrie et instrumentaux, ainsi que pour l'aide qu'il est toujours prêt à apporter. D'ailleurs, je lui dois ce canevas en L^AT_EX (légèrement modifié). Je tiens aussi à remercier Peter WOLF pour le temps passé à répondre à quelques unes de mes questions sur l'interprétation théorique de l'expérience et pour son apport de clarté quant à certains points obscurs de l'expérience.

Notre équipe Forca-G ne serait pas complète si je ne mentionnais pas les thésards et postdocs avec qui nous avons résolu un certain nombre de problèmes expérimentaux, ou partagé l'euphorie des mesures qui donnent de bons résultats (voire celle d'un alignement hasardeux effectué en une seconde). Je commencerai donc par remercier Adèle HILICO, avec qui j'ai passé le plus de temps sur l'expérience, pour le travail commun que nous avons su fournir et la bonne ambiance que nous avons su créer au sein de l'équipe. Bon courage pour la poursuite de l'expérience sur le nouveau dispositif et pour la recherche de postdocs! Dans le même genre d'équipe de choc, je tiens à remercier Gunnar TACKMANN et Quentin BEAUFILS pour la *dream team* du début de ma thèse. Gunnar a fini sa thèse en cotutelle avec Hannovre la semaine dernière, et j'avouerai que lors de sa soutenance il a placé le niveau super haut. Bon courage pour la suite aussi, qu'importe le choix! C'était plus qu'un plaisir de travailler ensemble, aussi camarades qu'efficaces, surtout sous la supervision bienveillante de Quentin, notre postdoc, à qui je souhaite le meilleur aussi. Merci pour tout ce que tu m'as appris aussi. I want to thank also Minkang ZHOU, our

last postdoc who arrived six months before the beginning of my writing. It was a pleasure to work together and I wish to you, Adèle and Cyrille SOLARO (the new PhD) some nice measurements with the new setup. Finally I would like to thank Xiaolong Wang for his nice work on the experiment, even if I just saw him for one month when I arrived. Et bien sûr, un grand merci à notre équipe théorique avec Sophie PÉLISSON qui m'a expliqué bien des aspects de la théorie ainsi que pour sa bonne humeur de tous les jours! Sans oublier Riccardo MESSINA avec qui les discussions les plus alambiqués sont toujours les bienvenues.

Viennent aussi tous les thésards du laboratoire, la fine équipe des "*doctoriales*", avec Jean-Marie DANET, Jean LAUTIER, Tristan FARAH et Indranil DUTTA. Que de bons moments ensemble à tenter de comprendre les problèmes expérimentaux de chacun ou à discuter de tout ce qui nous intéresse. Je ne vous le dirai qu'une fois alors profitez, "j'vous kiffe les gars". Au sein de l'équipe ou du laboratoire, parmi les thésards actuels ou précédents, je tiens à remercier Matthieu MEUNIER pour ses discussions toujours intéressantes, Sinda MEJRI pour sa bonne humeur et ses plans de TP à Centrale Paris, Amale KANJ, Rinat TYUMENEV, Wenhua YAN, Pierre GILLOT... Ainsi que tous les stagiaires qui ont passé du temps au laboratoire.

Parmi les permanents du laboratoire, je souhaite tout particulièrement remercier Rodolphe LE TARGAT pour les nombreuses réponses qu'il a pu apporter à mes questions ainsi que par l'humeur joyeuse qu'il sait mettre dans le bureau du 217 partagé avec Christine. De bons moments et une aide inestimable dans la recherche de postdoc, merci à toi. Merci à Pâcome DELVA pour les discussions intéressantes en conférence ainsi qu'à Emeric DE CLERCQ pour les discussions autour d'une cigarette ou les propositions d'articles à regarder.

En outre, je tiens à remercier les services techniques qui permettent au laboratoire son efficacité et participent à la bonne humeur ambiante. En commençant par le service de Mécanique avec qui j'ai pu interagir régulièrement, particulièrement au début de ma thèse, avec Florence CORNU, David HOLLEVILLE, et Bertrand VENON dont les conseils sont toujours avisés et les coups de main plus qu'appréciés. Sans oublier les mécanos de l'atelier Mécanique de l'Observatoire, avec Jean-Jacques BOUSQUET, qui bien que toujours bien occupés n'hésitent pas à nous dépaner pour l'usinage d'une pièce rapide ou deux. Je souhaite remercier aussi Michel LOURS qui répond avec précision et bienveillance à toutes nos questions d'électronique, ainsi que José

PINTO-FERNANDES et Laurent VOLODIMER dont l'aide est bien souvent indispensable. Je remercie aussi les services administratifs du laboratoire avec Marine PAILLER, Anne QUEZEL, et Pascale MICHEL avec qui c'est toujours un plaisir d'interagir et dont l'efficacité pour la résolution de nœuds administratifs est une spécialité. Je remercie aussi le personnel de la cantine qui réchauffent même les jours les plus froids de l'hiver parisien par leur humour chaleureux!

Bien évidemment, un grand merci aux ami-e-s proches et lointain-e-s, que ce soit ceux d'enfance, de Rouen, d'Orléans, ou de Toulouse, à ceux qui viendront pour la soutenance et à ceux avec qui l'on célébrera cette bonne nouvelle (si bonne nouvelle il y a) un moment ou un autre, en attendant d'avoir à nouveau un peu plus de temps pour se voir plus régulièrement.

Enfin je tiens à remercier ma famille pour m'avoir donné le goût de la curiosité dans n'importe quel domaine que ce soit, mais aussi simplement pour ce qu'elle est. Merci pour vos encouragements dans les moments difficiles ou pour votre compréhension quant à mon absence en périodes plus intenses, j'aurais aimé pouvoir être plus présent. Je souhaite vous exprimer toute l'affection que j'ai pour vous. Et une pensée toute particulière pour ma grand-mère, qui s'amusait à me voir *"jongler avec les atomes"* plutôt qu'avec les objets de son appartement. Pour finir, je te remercie ma toute tendre Mél' pour ta patience dans les moments les plus stressants, pour ta confiance en la suite, et surtout pour celle que tu es...

Bruno

(Paris, Octobre 2013)

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Historique de l'interférométrie atomique	2
1.2	Interféromètres en chute libre	5
1.3	Interféromètres semi-piégés	8
1.4	Interféromètres piégés	10
1.5	ForCa-G : objectifs finaux	15
1.6	Plan du manuscrit	20
2	Principe de l'expérience	23
2.1	Atomes piégés dans un réseau optique vertical	23
2.1.1	États de Bloch	25
2.1.2	Localisation de Wannier-Stark	26
2.2	Transport atomique dans le réseau	28
2.2.1	Transitions Raman stimulées	28
2.2.2	Effet tunnel induit	32
2.3	Fréquence de Bloch : mesure de différences de potentiel	41
2.3.1	Loin de toute surface	42
2.3.2	Appliquée à la mesure de Casimir-Polder	42
2.4	Interféromètres atomiques piégés	43
2.4.1	Ramsey micro-onde	44
2.4.2	Ramsey-Raman	45
2.4.3	Accordéon	48
2.4.4	Interféromètre multi-ondes	51
2.5	Fonctions de sensibilité	54

2.5.1	Ramsey-Raman	54
2.5.2	Accordéon	57
2.6	Effets perturbateurs attendus	59
2.6.1	Déplacements lumineux différentiels	59
2.6.2	Gradient d'intensité	63
3	Dispositif expérimental	65
3.1	Isolation des atomes	65
3.1.1	Enceinte à vide	66
3.1.2	Blindage magnétique et compensation	66
3.1.3	Champ de quantification	67
3.2	Génération d'atomes froids	68
3.2.1	Piège magnéto-optique 2D	68
3.2.2	Piège magnéto-optique 3D	71
3.2.3	Mélasse	71
3.3	Piège mixte	72
3.3.1	Réseau optique vertical	72
3.3.2	Confinement transverse	74
3.4	Préparation des atomes	75
3.5	Champs électromagnétiques d'interrogation	76
3.5.1	Micro-onde	77
3.5.2	Lasers Raman	77
3.6	Détection	79
3.6.1	Détection <i>in situ</i> avec une caméra CCD	79
3.6.2	Mesure par temps de vol	80
3.7	Séquence de mesure	82
4	Sources optiques utilisées	85
4.1	Repompeur et refroidisseur	85
4.1.1	Diode laser en cavité étendue et amplification	85
4.1.2	Banc optique	88
4.1.3	Asservissements en fréquence	89
4.1.4	Fonctions supplémentaires à partir du repompeur et du refroidisseur . . .	93

4.2	Les lasers Raman	95
4.2.1	Banc optique	95
4.2.2	Configuration contra-propageante	96
4.2.3	Asservissement en fréquence de Raman 2 sur le Repompeur	97
4.2.4	Asservissement en phase de Raman 1 sur Raman 2	98
4.2.5	Fonction supplémentaire présente sur le banc Raman	100
4.3	Réseau optique vertical	100
4.3.1	Banc optique	100
4.3.2	Asservissement en fréquence sur une cellule d'Iode	101
4.4	Laser de confinement transverse	103
4.4.1	Banc optique	103
4.4.2	Asservissement en puissance	104
5	Résultats expérimentaux	107
5.1	Piège mixte	107
5.1.1	Temps de vie	107
5.1.2	Déplacements lumineux différentiels	109
5.1.3	Influence résiduelle du champ de quantification	112
5.2	Horloge piégée	113
5.3	Déplacements lumineux différentiels résiduels des Raman	115
5.3.1	Compensation du déplacement lumineux différentiels des Raman	115
5.3.2	Déplacements lumineux différentiels résiduels et pulses de Blackman	118
5.4	Spectroscopie Raman	123
5.4.1	Résonances de Wannier-Stark	123
5.4.2	Couplage des états transverses du piège mixte	124
5.4.3	Bande excitée	126
5.4.4	Résolution et sensibilité sur la fréquence de Bloch	130
5.5	Interféromètre Ramsey-Raman	133
5.5.1	Sensibilité à la fréquence de Bloch	135
5.5.2	Limitations	140
5.5.3	Exactitude de la mesure de la fréquence de Bloch	142
5.6	Interféromètre Accordéon	148
5.6.1	Sensibilité sur la fréquence de Bloch	149

5.6.2	Limitations	154
5.6.3	Exactitude de la mesure de la fréquence de Bloch	157
5.7	Interféromètre multi-ondes	159
5.7.1	Sensibilité et exactitude sur la fréquence de Bloch	161
5.7.2	Limitations	162
6	Conclusion et perspectives	167
6.1	Sensibilité d'un interféromètre piégé	169
6.2	Sensibilité extrapolée sur Casimir-Polder et déviation à la loi de Newton	170
6.3	Améliorations prévues : stabilité du dispositif et condensation de Bose-Einstein	170
A	Grandeurs physiques de l'atome de ^{87}Rb	173
A.1	Grandeurs physiques utiles	173
A.2	Transitions utilisées	175
A.3	Coefficients de Clebsch-Gordon des raies D1 et D2	176
A.4	Forces de raie de la structure hyperfine	177
A.5	Coefficients de Clebsch-Gordon des sous-niveaux Zeeman	178
B	Écart-type d'Allan	181
C	Articles	183
	Bibliographie	185

Chapitre 1

Introduction

Le travail consigné dans ce manuscrit s'inscrit dans le cadre du projet ForCa-G, pour Force de Casimir et Gravitation à courte distance, dont l'objectif est de réaliser des mesures de forces à faible distance entre des atomes et un miroir en utilisant des techniques d'interférométrie atomique [Pereira Dos Santos *et al.* , 2009]. Ce projet s'appuie sur les techniques de piégeage d'atomes dans des réseaux optiques [Bloch, 2005] [Bloch, 2008] [Dalibard *et al.* , 2011] [Dalibard, 2013] et plus particulièrement sur le développement récent de nouvelles générations d'horloges "optiques" piégeant des atomes neutres dans des réseaux optiques verticaux (ou horizontaux) [Takamoto *et al.* , 2005] [Lemonde & Wolf, 2005]. Ces dernières ont motivé l'idée d'utiliser des atomes piégés dans un réseau vertical pour mesurer des forces à faible distance [Wolf *et al.* , 2007].

Le principe de la mesure réside dans la séparation des fonctions d'onde des atomes piégés dans le réseau, où l'on obtient alors la superposition des paquets d'onde dans différents états localisés dans différents puits du potentiel périodique. Après un temps d'évolution libre où les phases des différents paquets d'onde atomiques vont évoluer de manière indépendante, ces paquets d'onde sont recombinaés. On déduit alors de leur différence de phase la différence d'énergie potentielle entre les différents puits, caractérisée par la fréquence de Bloch dans notre système, qui n'est autre que l'incrément d'énergie potentielle entre deux puits adjacents.

Le travail présenté dans ce manuscrit s'intéresse principalement à la description de la partie expérimentale de ce projet. Il constitue la démonstration de principe de la méthode expérimentale, qui permet ici de mesurer la différence d'énergie potentielle de pesanteur. En particulier, nous avons étudié la sensibilité de différents types d'interféromètres atomiques piégés à la mesure de la fréquence de Bloch, démontrant le potentiel de ce dispositif expérimental en tant que

capteur de force ultra-sensible. Bien que non compétitives avec les mesures réalisées avec des gravimètres en chute libre, la sensibilité obtenue sur la mesure de l'accélération de la pesanteur fait de cet interféromètre un gravimètre atomique piégé à l'état de l'art [Poli *et al.* , 2011] [Charrière *et al.* , 2012].

En parallèle de ce travail expérimental, une équipe théorique au sein du SYRTE développe les outils permettant la modélisation du système et la détermination de l'amplitude des forces à faible distance auxquelles sera sensible l'interféromètre. Ce travail comprend notamment la modélisation de l'interféromètre le plus performant permettant d'estimer sa sensibilité à la mesure de la fréquence de Bloch et ainsi de déterminer la sensibilité expérimentale requise. Cette équipe est dirigée par Marie-Christine Angonin et Peter Wolf, et comprend Sophie Pélisson dont la thèse a été soumise l'année dernière [Pélisson, 2012] ainsi que Riccardo Messina.

1.1 Historique de l'interférométrie atomique

La mesure réalisée dans l'expérience ForCa-G se base sur des techniques d'interférométrie atomique. Historiquement, celles-ci remontent aux premières expériences d'interférométrie optique, qui furent généralisées aux ondes atomiques par analogie entre matière et lumière.

Interféromètres optiques :

Pressentie dès les années 1500 par Léonard de Vinci (1452-1519) [Balland, 2007], la nature ondulatoire de la lumière avait été décrite par analogie aux ondes sonores et aux ondulations créées à la surface de l'eau lors de la chute d'un corps : « *Tout comme une pierre tombant dans l'eau et qui devient la cause et le centre de diverses rides circulaires, le son s'étend en cercles dans l'air. Tout se passe comme si chaque corps placé dans l'air éclairé s'étend en cercles et remplit l'espace qui l'entoure, avec une infinie multitude d'images de lui-même, qui apparaissent en tout lieu.* » Poursuivie en 1660 par Robert Hooke (1635-1703), la nature ondulatoire de la lumière est évoquée afin d'expliquer des observations liées aux interférences lumineuses telles que l'irisation sur les bulles de savon ou les anneaux de Newton. Dans ses travaux, en observant un bouchon flottant traversé par des rides réalisées à la surface de l'eau, il remarque une des propriétés des ondes à ne déplacer que de l'énergie et non de la matière. Puis vers 1690, lors de la publication de son *Traité de la Lumière*, Christian Huygens (1629-1695) commence à poser les bases de la théorie ondulatoire de la lumière.

Cependant l'interférométrie optique en elle-même a débuté avec les anneaux de Isaac Newton (1643-1727), décrit plus tardivement dans son traité *Opticks* publié en 1704, dans lequel il attribue certaines propriétés ondulatoires à la lumière, bien que la majeure partie de la théorie Newtonnienne sur la lumière considère son côté corpusculaire. À la même période, les effets d'interférences et de diffraction avaient été décrits (et nommés) par le père F. Grimaldi (1618-1663) dans ces travaux publiés en 1665 où il observe la modification de la lumière par un cheveu. À partir de ces bases que sont la découverte de la nature ondulatoire de la lumière et l'observation des premiers effets d'interférences et de diffraction, l'interférométrie optique peut alors prendre son essor. Ainsi l'expérience de 1801 réalisée par Thomas Young (1773-1829) permet de démontrer pleinement le phénomène d'interférences. Ensuite Augustin Fresnel (1788-1827) par des expériences sur la diffraction et la ré-interprétation de l'expérience des fentes d'Young, fonde la théorie ondulatoire de la lumière en 1815.

C'est à partir de tous ces travaux que furent réalisés les interféromètres bien connus de Michelson, utilisé dans l'expérience de Michelson et Morley en 1887 [Michelson & Morley, 1887], de Mach-Zehnder réalisé en 1891-1892 [Zehnder, 1891] [Mach, 1892] et utilisé en 1913 par G. Sagnac pour mesurer l'effet éponyme [Sagnac, 1913], ou l'interféromètre de Fabry-Perot réalisé en 1897 [Fabry & Perot, 1897].

Interféromètres à ondes de matière :

Tandis que deux conceptions co-existent quant à la nature de la lumière, soit ondulatoire pour expliquer les interférences, soit corpusculaire selon Newton et l'effet photoélectrique [Einstein, 1905], Louis de Broglie (1892-1987) propose la même dualité onde-corpuscule pour la matière en 1923 [de Broglie, 1923]. Ce qui sera vérifié par l'expérience de Davidson et Germer en 1927 par l'observation du phénomène de diffraction d'électrons sur un cristal de Nickel [Davisson & Germer, 1927]. Ensuite les premiers interféromètres à ondes de matière ont été réalisés à partir d'un schéma d'interféromètre de Mach-Zehnder avec des électrons [Marton, 1952] puis avec des neutrons [Rauch *et al.* , 1974]. Ce qui mènera aux expériences d'interférométrie atomique réalisées dans les années 1990-1991, dans la lignée desquelles s'inscrit cette expérience. La première expérience d'interférométrie atomique [Carnal & Mlynek, 1991] utilise des jets d'Hélium au travers de fentes d'Young, suivie par celle de Shimizu [Shimizu *et al.* , 1992] ayant la même géométrie avec des atomes refroidis de Néon provenant d'un piège magnéto-optique. Entre-temps, une géométrie à base de trois plans de diffraction matériels fut utilisée par D. Pritchard [Keith *et al.* , 1991] à

partir d'un jet de Sodium, tandis que furent réalisées une mesure de l'effet Sagnac par interférométrie atomique par Ch. J. Bordé et J. Helmcke [Riehle *et al.* , 1991] avec un jet de Calcium ainsi qu'une mesure d'accélération par M. Kasevich [Kasevich & Chu, 1991] à partir d'un piège magnéto-optique. Tandis que ces interféromètres employèrent un schéma de type Mach-Zehnder, d'autres interféromètres à ondes de matière furent réalisés par la suite à partir de schémas interférométriques de type Fabry-Perot [Weitz *et al.* , 1996] ou de Michelson [Wang *et al.* , 2005].

Types de séparatrices :

Le point clé des différents types d'interféromètres atomiques réside dans le type de séparatrice utilisées (voir revue [Cronin *et al.* , 2009]). Les premiers interféromètres [Keith *et al.* , 1991] furent réalisés à l'aide de réseaux de diffraction matériels inspirés des plans de diffraction d'une structure cristalline utilisés dans les expériences de diffraction de neutron. Ces réseaux de diffraction sont réalisés à partir des méthodes de gravures utilisées en lithographie. Ils furent utilisés pour la réalisation d'interférences de particules plus massives telles que des molécules de Na_2 [Chapman *et al.* , 1995], des molécules de CH_3F [Schöllkopf *et al.* , 2004], voire des fullerènes de C_{60} et C_{70} [Arndt *et al.* , 2001] ou des molécules organiques de plus de 430 atomes et larges de 6 nm [Gerlich *et al.* , 2011]. Ces dernières interférences ont en fait été réalisées à l'aide d'interféromètres de Talbot-Lau où le pas du réseau de diffraction est faible avec une grande séparation entre les réseaux pour permettre des interférences en champ proche.

Un second type de séparatrice utilisé est celui des réseaux optiques permettant une manipulation cohérente des paquets d'onde atomique. Nous nous intéresserons tout d'abord aux réseaux ne modifiant que les états externes des particules. La diffraction d'atomes sur une onde stationnaire à résonance a été démontrée par le groupe de D. Pritchard [Moskowitz *et al.* , 1983], avant d'être employée pour la première fois dans un interféromètre en 1995 [Rasel *et al.* , 1995]. Des interféromètres furent ensuite réalisés avec des séparatrices hors-résonances tels que lors du régime de Bragg (l'équivalent d'un réseau épais, où l'atome a le temps de se déplacer dans le réseau) [Giltner *et al.* , 1995] ou en régime de Kapitza-Dirac (l'équivalent d'un réseau mince, où c'est la phase atomique qui est modulée) [Cahn *et al.* , 1997]. Dernièrement, une séparation de $102 \hbar k$ a été réalisée à partir de séquences de Bragg multiphotoniques [Chiou *et al.* , 2011] ainsi qu'un interféromètre recombinaison des séparatrices de $80 \hbar k$ [McDonald *et al.* , 2013a]. Un autre exemple de séparatrice modifiant seulement l'état externe des atomes est retrouvé dans le régime des oscillations de Bloch. À chaque oscillation de Bloch dans un réseau accéléré, les

atomes gagnent en impulsion, permettant de séparer deux paquets d'onde selon l'état d'impulsion initial. La première observation d'oscillations de Bloch avec des atomes froids fut réalisée en 1996 [Ben Dahan *et al.* , 1996] [Wilkinson *et al.* , 1996], et les premiers interféromètres à utiliser des oscillations de Bloch comme séparatrice ont été réalisés récemment [Cladé *et al.* , 2009] et [Müller *et al.* , 2009].

Un dernier type de séparatrice permet une modification de l'état externe de l'atome tout en modifiant l'état interne. L'intérêt de cet étiquetage de l'état externe de l'atome par son état interne [Bordé, 1989] réside dans la possibilité de mesurer l'état de sortie de l'interféromètre en réalisant la mesure sur l'état interne, par exemple par fluorescence, comme dans le cas des horloges atomiques. Ce schéma peut être notamment réalisé à l'aide d'une transition Raman stimulée, qui est une transition à deux photons. Les premiers interféromètres utilisant ces séparatrices furent réalisées en 1991 lors de la mesure d'accélération de Kasevich [Kasevich & Chu, 1991].

1.2 Interféromètres en chute libre

Comme vu précédemment, il existe de nombreux types d'interféromètres qui peuvent être classés de différentes manières, et en particulier en fonction du type de séparatrice utilisée. Par la suite, nous les distinguerons en fonction du type de confinement utilisé. De plus, nous ne décrivons que les interféromètres dont les atomes proviennent d'un piège magnéto-optique et non plus ceux utilisant des jets collimatés transversalement. L'intérêt de ces atomes refroidis réside dans leur faible dispersion en vitesse permettant un meilleur contrôle des effets systématiques associés.

Fontaines atomiques :

Le premier interféromètre atomique réalisé à partir d'atomes refroidis par laser fut une horloge atomique fonctionnant en fontaine [Kasevich *et al.* , 1989]. L'idée provenait de l'horloge atomique de Zacharias, testée dans les années 1950 à partir de jets de Césium dirigés verticalement contre la gravité. Tandis qu'aucun signal n'avait pu être observé sur la fontaine de Zacharias, des franges d'interférences furent obtenues sur la fontaine d'atomes ralentis dans un piège magnéto-optique. Ce qui a permis la réalisation en 1991 des premières fontaines atomiques spécialement dédiées à la réalisation d'horloges primaires au SYRTE [Clairon *et al.* , 1991] et [Clairon *et al.* , 1995]. Le principe de ces horloges atomiques est de préparer un nuage d'atomes froids dans un piège magnéto-optique, que l'on lance verticalement au travers d'une cavité micro-

onde réalisant à l'aller une première impulsion micro-onde $\pi/2$ puis une seconde impulsion $\pi/2$ lors de la descente des atomes en chute libre, selon le schéma d'interféromètre dit de Ramsey [Ramsey, 1950]. Les atomes sont ensuite détectés selon leur état hyperfin, et les franges d'interférences reconstruites en balayant la fréquence de la micro-onde autour de la fréquence hyperfine de l'état fondamental du Cs . L'état de l'art actuel des horloges en fontaine permet de réaliser des comparaisons d'horloges primaires avec une stabilité de $5,0 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ en relatif et d'intégrer temporellement pendant un temps de mesure τ de 50 000 s [Bize *et al.*, 2005]. Quant à l'exactitude de ces horloges, celle-ci est de l'ordre de :

- $2,1 \times 10^{-16}$ en relatif au SYRTE [Guena *et al.*, 2012],
- $2,3 \times 10^{-16}$ en relatif au NPL [Li *et al.*, 2011],
- $2,8 \times 10^{-16}$ en relatif au NIST [Heavner *et al.*, 2011],
- et $4,1 \times 10^{-16}$ en relatif à la PTB [Weyers *et al.*, 2012].

Gravimètres :

Ensuite d'autres interféromètres furent réalisés eux-aussi en chute libre pour des mesures d'accélération [Kasevich & Chu, 1991], de gradient de gravité [Snadden *et al.*, 1998] et de l'effet Sagnac [Canuel *et al.*, 2006]. La mesure de l'accélération de la pesanteur réalisée en 1991 repose sur le même type de schéma que la fontaine atomique, en réalisant cependant un interféromètre de type Mach-Zehnder. Les atomes à la sortie du piège magnéto-optique sont lancés verticalement et passent durant leur temps de vol au travers de faisceaux Raman contra-propageants alignés verticalement et exerçant une séquence d'impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$. À l'issue de l'interféromètre, les atomes sont ensuite comptés par une détection sélective selon l'état hyperfin, puisque les transitions Raman modifient à la fois l'état interne et l'état externe de l'atome [Bordé, 1989]. L'ajout d'une impulsion π par rapport au schéma d'interféromètre de Ramsey permet à la fois de rediriger les paquets d'onde l'un vers l'autre, mais aussi d'éliminer l'influence de la fréquence hyperfine sur la différence de phase atomique mesurée en sortie de l'interféromètre. On obtient alors dans la différence de phase principalement l'influence de l'accélération de la pesanteur. Cependant on retrouve aussi certains effets perturbateurs tels que l'inhomogénéité de fréquence des atomes due à l'effet Doppler et à leur distribution en vitesse, les vibrations du miroir de rétro-réflexion des Raman s'apparentant à des variations d'accélération ainsi que les inhomogénéités du front d'onde des lasers Raman. L'état de l'art actuel sur la stabilité de la mesure de l'accélération de la pesanteur est de :

- $\delta g/g = 2,3 \times 10^{-8} \tau^{-1/2}$ en relatif, qui donne $\delta g/g = 1,0 \times 10^{-9}$ après 2 000 s d'intégration à Stanford [Peters *et al.* , 2001],
- $\delta g/g = 1,4 \times 10^{-8} \tau^{-1/2}$ en relatif [Merlet *et al.* , 2010], qui donne $\delta g/g = 7 \times 10^{-10}$ après 20 000 s d'intégration au SYRTE [Louchet-Chauvet *et al.* , 2011],
- $\delta g/g = 2,0 \times 10^{-8} \tau^{-1/2}$ en relatif, qui donne $\delta g/g = 1 \times 10^{-10}$ après 43 200 s d'intégration à Berlin [Schmidt *et al.* , 2011],
- $\delta g/g = 6,0 \times 10^{-8} \tau^{-1/2}$ en relatif, qui donne $\delta g/g = 2,7 \times 10^{-9}$ après 1 000 s d'intégration à ANU [Altin *et al.* , 2013],
- $\delta g/g = 4,2 \times 10^{-9} \tau^{-1/2}$ en relatif, qui donne $\delta g/g = 2,9 \times 10^{-10}$ après 300 s d'intégration à HUST à Wuhan (dans un article prêt à paraître prochainement).

Gradiomètres :

Le gradiomètre de 1998 fut réalisé sur le même type de schéma que le gravimètre de 1991, où la seule différence est dans le lancer de deux nuages d'atomes l'un après l'autre qui sont ensuite sondés par la même séquence d'impulsions Raman afin de réaliser une mesure différentielle de l'accélération de la pesanteur. Cette méthode de mesure permet une réjection d'un certain nombre d'effets perturbateurs telles que les vibrations, ou de manière partielle les inhomogénéités du front d'onde des Raman. Ces interféromètres atteignent une sensibilité aux accélérations différentielles de $4 \times 10^{-9} g \tau^{-1/2}$ en relatif [McGuirk *et al.* , 2002], et sont employés dans la mesure de la constante de gravitation G où des masses sont positionnées à proximité de la zone d'interférométrie. L'incertitude résultante sur la valeur de G est de $1,6 \times 10^{-3}$ en relatif [Lamporesi *et al.* , 2008], tandis que la meilleure mesure réalisée lors de la compensation dynamique d'un pendule de torsion est actuellement de $1,4 \times 10^{-5}$ en relatif sur G [Gundlach & Merkowitz, 2000].

Gyromètres :

Les gyromètres à atomes froids sont utilisés principalement dans la mesure de l'effet Sagnac et de faibles rotations. Ils fonctionnent eux-aussi en fontaine, où les atomes du piège magnéto-optique sont lancés lors d'une mélasse mouvante, puis détectés selon leur état hyperfin lors de leur chute libre. Durant leur temps de vol, ils interagissent avec des faisceaux Raman transverses en configuration contra-propageante. Cela permet d'ouvrir l'aire physique définie par les trajectoires atomiques de manière à être sensible aux rotations. La séquence d'impulsions Raman peut être

soit de trois impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$ pour être toujours sensible à l'accélération, ou de quatre impulsions $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$ afin de supprimer l'influence de l'accélération de la pesanteur dans la différence de phase en sortie de l'interféromètre [Clauser, 1988] [Canuel *et al.*, 2006] [Wu *et al.*, 2007] [Stockton *et al.*, 2011]. L'état de l'art de ces interféromètres sur la mesure de rotations est de :

- $\delta\Omega = 6 \times 10^{-10} \tau^{-1/2} \text{ rad/s}$ en sensibilité court-terme avec les techniques de jet collimaté d'atomes de *Cs* atteignant 1×10^{11} atomes/s à Stanford [Gustavson *et al.*, 2000],
- $\delta\Omega = 2,4 \times 10^{-7} \tau^{-1/2} \text{ rad/s}$ en sensibilité court-terme avec des atomes provenant d'un piège magnéto-optique, qui donne $\delta\Omega = 1,0 \times 10^{-8} \text{ rad/s}$ après 1 000 s d'intégration au SYRTE [Gauguet *et al.*, 2009],
- $\delta\Omega = 3,2 \times 10^{-6} \tau^{-1/2} \text{ rad/s}$ en sensibilité court-terme mesurée à Stanford, dont une sensibilité court-terme intrinsèque de $\delta\Omega = 8,5 \times 10^{-8} \tau^{-1/2} \text{ rad/s}$ sans bruit de vibration [Stockton *et al.*, 2011],
- $\delta\Omega = 6,1 \times 10^{-7} \tau^{-1/2} \text{ rad/s}$ en sensibilité court-terme, et une sensibilité long-terme inférieure à $1,0 \times 10^{-7} \text{ rad/s}$ à Hanovre [Tackmann *et al.*, 2012].

1.3 Interféromètres semi-piégés

Il existe d'autres types d'interféromètres dont les atomes évoluent en espace libre pendant un temps qui est ensuite augmenté lors de leur interaction avec des faisceaux permettant de les piéger ou d'échanger une impulsion avec eux, sans augmenter l'élargissement de la taille du nuage. Cela est réalisé en préservant la distribution en vitesse quasi-initiale des atomes. La première proposition théorique à ce sujet fut publiée en 2006 [Impens *et al.*, 2006] où un nuage d'atome est portée en lévitation par son échange d'impulsion avec des faisceaux de Bragg, répétée périodiquement de manière temporelle afin de faire rebondir les atomes jusqu'à leur détection après N rebonds.

La première réalisation expérimentale proche de cette proposition fut effectuée en 2009 avec des réseaux de Bragg pour transmettre les impulsions nécessaires à la trajectoire balistique des atomes entre deux impulsions [Hughes *et al.*, 2009]. Une sensibilité sur la mesure de l'accélération de la pesanteur de $\delta g/g = 8,2 \times 10^{-4}$ en relatif fut obtenue. Dans cette expérience, les atomes furent maintenus en lévitation pendant 100 ms après avoir interagi avec 100 impulsions. En outre, un interféromètre fut réalisé à l'aide des différents ordre de diffraction présents à

l'issue de l'interaction avec le réseau optique transférant les impulsions. Les fonctions d'onde atomiques sont diffractées par la première impulsion, puis diffractées à nouveau par la seconde impulsion, jusqu'à la recombinaison des trajectoires lors de la dernière impulsion. Cette mesure interférométrique donna une sensibilité sur g de $\delta g/g = 2,8 \times 10^{-3}$, inférieure à celle mesurée par rebonds du fait des déphasages apportés par l'interaction avec les impulsions de Bragg.

Une seconde expérience fut réalisée en 2010 [Robert-de-Saint-Vincent *et al.*, 2010], où cette fois-ci l'interféromètre fut exploité en mode multi-ondes. Pour cela les impulsions furent remplacées par des réseaux de Bragg réalisant une diffraction imparfaite afin que les fonctions d'onde atomiques soit en superposition sur les différents ordres de diffraction. En se plaçant dans le cas d'interférences constructives pour une trajectoire ne modifiant pas la position des atomes, une sensibilité de $\delta g/g = 4,1 \times 10^{-4}$ fut obtenue pour une dizaine de rebonds.

Un autre type d'expérience semi-piégée fut réalisée pour la mesure du rapport \hbar/m . La première proposition [Weiss *et al.*, 1993] présente une mesure de la constante de structure fine α ainsi que du rapport \hbar/m d'un élément atomique à partir de la mesure de l'impulsion $\hbar k$ transférée à un atome. Deux équipes ont principalement travaillé à l'amélioration des techniques employées et à la compréhension des différents effets systématiques [Weiss *et al.*, 1994] [Wicht *et al.*, 2002] [Cladé *et al.*, 2006] [Cadoret *et al.*, 2008] jusqu'à la dernière mesure de 2011 [Bouchendira *et al.*, 2011]. Dans le groupe de S. Chu, ces mesures utilisent des impulsions Raman et des atomes de Césium, menant à une mesure du rapport \hbar/m_{Cs} ayant une résolution de $7,4 \times 10^{-9}$ en relatif. Tandis que les mesures réalisées au sein du groupe de F. Biraben ont été obtenues pour des atomes de ^{87}Rb en transférant les impulsions par oscillations de Bloch (BO). Deux types de mesures ont ainsi été employées, une mesure directe de la distribution en vitesse des atomes après un échange de N impulsions par oscillations de Bloch en 2006, puis la même mesure de la distribution en vitesse au moyen d'un interféromètre de Ramsey-Bordé en 2008 et 2011. Ce qui a permis de mesurer le rapport \hbar/m_{Rb} avec une exactitude de $6,6 \times 10^{-10}$ en relatif.

Dans cette expérience, une première accélération de 500 BO en 5,6 ms est transmise aux atomes avant de débiter l'interféromètre, afin de pouvoir finir lors de la détection à une vitesse quasiment nulle. À l'issue de cette accélération, les paquets d'onde des fonctions atomiques sont alors séparés spatialement par les deux premières impulsions Raman $\pi/2$ de l'interféromètre, en configuration contra-propageante alignée selon la verticale. Après une impulsion de pousseur

pour ne garder que les paquets d'onde ayant l'impulsion voulue, les atomes restants sont décelérés de 500 BO, avant d'être recombinaés par les deux impulsions Raman $\pi/2$ de la fin de l'interféromètre de Ramsey-Bordé. Enfin les populations atomiques sont mesurées et les franges d'interférences reconstruites en balayant la fréquence de la seconde paire d'impulsions Raman. Dans cette expérience, l'intérêt de l'interféromètre de Ramsey-Bordé réside dans sa résolution plus fine en fréquence ($\delta\nu \propto 1/T_R$) pour la mesure de la différence de vitesse durant l'interféromètre, tout en ayant des atomes dans le même état hyperfin permettant d'être peu sensible aux fluctuations de déplacements de fréquence dus à l'effet Zeeman du second ordre ou aux déplacements lumineux.

Ce genre de schéma a ensuite été réutilisé pour effectuer une mesure de la gravité. L'idée est d'utiliser un interféromètre de Ramsey-Bordé en fontaine dont les différents paquets d'onde sont piégés dans un réseau de Bloch pour augmenter le temps d'interaction [Charrière *et al.* , 2012]. Après le piège magnéto-optique, les atomes sont lancés verticalement, puis les paquets d'onde atomiques sont séparés par les deux premières impulsions $\pi/2$. Les atomes dans l'état non voulu sont ensuite poussés. Une fois séparés spatialement de $72 \mu\text{m}$ lors de leur temps de vol, ces paquets d'onde sont piégés dans un réseau et effectuent des oscillations de Bloch durant une période de 100 ms. Enfin ils sont libérés et recombinaés en chute libre à l'aide de deux nouvelles impulsions $\pi/2$. Une sensibilité sur g de $\delta g/g = 3,4 \times 10^{-6} \tau^{-1/2}$ a été obtenue avec un piégeage réalisant 75 BO, amenant à une résolution de $\delta g/g = 2,0 \times 10^{-7}$ après 300 s d'intégration temporelle.

1.4 Interféromètres piégés

D'autres interféromètres ont pris le parti d'utiliser des atomes piégés pour réaliser des mesures de différences de potentiel. Les pièges utilisés se présentent sous forme optique ou magnétique.

Pièges magnétiques :

Les premières expériences d'interférométrie piégée furent réalisées dans des guides d'ondes magnétiques piégeant faiblement les atomes. Tandis que les atomes sont guidés magnétiquement, des impulsions de Bragg permettent d'effectuer un interféromètre de type Michelson avec une séparation spatiale de plusieurs centaines de micromètres [Wang *et al.* , 2005] [Garcia *et al.* , 2006].

Dans l'optique de contrôler le déplacement des atomes afin de réaliser les schémas interférométriques voulus, une première expérience réalisée au MPQ a démontré un déplacement cohérent

d'un condensat de Bose-Einstein sur puce [Böhi *et al.* , 2009]. Tandis que le condensat est piégé magnétiquement, un interféromètre de Ramsey est réalisé, plaçant les paquets d'onde atomiques dans une superposition d'états hyperfins avec une première impulsion $\pi/2$ micro-onde. Pendant le temps d'évolution libre de l'interféromètre, les barrières de potentiel confinant le condensat sont modifiées temporellement afin de permettre la séparation et la recombinaison spatiale des paquets d'onde atomique selon leur état hyperfin. Enfin une seconde impulsion $\pi/2$ micro-onde permet de recombinaison les paquets d'onde. La détection s'effectue ensuite par la mesure des populations dans chacun des états hyperfins. Des franges supérieures à 90% furent observées, ainsi qu'un temps de cohérence de l'ordre de la seconde.

Dans l'expérience du double puits de potentiel réalisée à l'Imperial College, un condensat de Bose-Einstein est utilisé pour effectuer des mesures de différence de potentiel. Ce condensat est initialement piégé dans un seul puits, puis est séparé dans deux puits distincts en modifiant la géométrie du piège magnétique [Baumgärtner *et al.* , 2010]. Les deux paquets d'onde du condensat ainsi réalisés sont ensuite déplacés selon la verticale, l'un de manière ascendante et l'autre de manière descendante, à l'aide des deux puits de potentiel. Après un temps d'évolution, les atomes sont à nouveau réalignés à la même hauteur et enfin libérés. Lors de leur extension spatiale durant leur chute libre, on observe un recouvrement des paquets d'onde du condensat provenant de chacun des puits menant à des interférences au sein de la fonction d'onde atomique. La différence de phase des deux paquets d'onde est directement proportionnelle à la différence de potentiel chimique des paquets d'onde dans chacun des puits. Ainsi avec cette expérience, une sensibilité de $\delta U_{\text{grav}}/U_{\text{grav}} = 2,1 \times 10^{-2} \sqrt{\tau}$ est obtenue à partir de la différence de phase. Réalisé à proximité d'une surface, ce protocole expérimental permettrait une mesure des interactions entre les atomes et la surface, qui seront décrites plus loin dans ce manuscrit. Les principales limitations de cette mesure seront la distinction des effets systématiques de la mesure de potentiel, tels que les gradients de champ magnétique ou la distribution atomique dans le piège magnétique.

Pièges optiques :

Une autre méthode permettant de réaliser des interféromètres piégés est l'utilisation de pinces optiques. La première expérience réalisée avec un condensat dans un double puits optique a été réalisée en 2004 au MIT [Shin *et al.* , 2004]. Elle démontre la cohérence d'un condensat de Bose-Einstein après l'avoir séparé dans deux puits distincts de $13 \mu\text{m}$. Le condensat est premièrement piégé dans un piège dipolaire. Celui-ci est ensuite séparé en un double puits par déplacement

des faisceaux de piégeage à l'aide d'un modulateur acousto-optique (AOM) injecté par deux fréquences différentes, ce qui permet de diffracter deux faisceaux différents. Après la séparation des pinces optiques, on libère les paquets d'onde atomiques. Il est alors possible d'observer des franges d'interférences lors de leur extension spatiale durant la chute libre, signature de la cohérence de la séparation du condensat de Bose-Einstein.

Dans le même esprit, confiner des atomes dans des guides d'ondes optiques pour réaliser des mesures interférométriques n'a été réalisé que très récemment avec une mesure d'accélération dans un guide linéaire [McDonald *et al.*, 2013b]. L'intérêt de ce type de piégeage est la possibilité d'avoir des atomes piégés dans un état insensible aux champs magnétiques. Cette mesure est effectuée dans une géométrie de type Mach-Zehnder avec des impulsions de Bragg, et permet d'obtenir une sensibilité de $\delta g/g = 7,1 \times 10^{-5}$ après 300 s d'intégration temporelle. La séparation temporelle entre les trois impulsions de Bragg est de 7,5 ms pour obtenir un contraste suffisant. De plus, aucune fragmentation des fonctions d'onde n'a été observé durant le piégeage. On peut imaginer à l'aide de guides d'onde optiques plus complexes, réalisant des séparatrices ou des coupleurs par exemple [Gattobigio *et al.*, 2012], déterminer des géométries d'interféromètres guidés plus versatiles.

Une seconde approche est l'utilisation d'atomes piégés dans des réseaux optiques. Les premières expériences de réseaux optiques ont permis d'étudier la localisation des fonctions d'onde atomiques lors de leur piégeage [Raithel *et al.*, 1997]. En présence d'une accélération, les niveaux atomiques des atomes piégés subissent la levée de la dégénérescence en fonction du puits dans lequel ils sont piégés (voir figure 1.1). Ainsi la différence des niveaux atomiques des atomes d'un puits au puits adjacent est induite par la différence d'énergie potentielle entre ces deux puits, que l'on décrit par la fréquence de Bloch ν_B :

$$h\nu_B = m_a a d \quad (1.1)$$

où m_a est la masse de l'atome piégé, a est l'accélération du réseau, et d est le pas du réseau. On obtient ainsi l'échelle dite de Wannier-Stark, bien connue en Physique du solide [Nenciu, 1991]. Une autre conséquence de la rupture de la symétrie en translation imposée par le réseau en présence d'une accélération est la localisation de Wannier-Stark, où les fonctions d'onde atomiques correspondant aux états propres se trouvent alors plus ou moins localisées dans un seul puits du réseau en fonction de la profondeur du réseau.

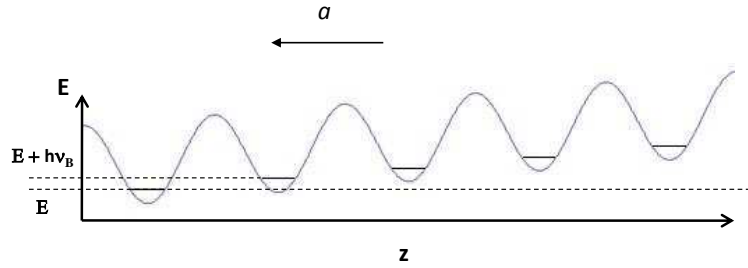


FIG. 1.1 – Levée de la dégénérescence des niveaux atomiques en présence d'une accélération.

La première expérience ayant permis l'observation de transitions entre états de Wannier-Stark a été réalisée en 1996 [Wilkinson *et al.*, 1996]. Des atomes de Sodium étaient piégés dans un réseau accéléré dont la phase du réseau était modulée. Lors de la mise à résonance de cette modulation de phase avec la fréquence de Bloch, une perte d'atomes dans le réseau était observée. Celle-ci est induite par le transfert par effet tunnel des atomes dans la bande de Bloch fondamentale vers la première bande de Bloch excitée. Le temps de vie étant beaucoup plus faible dans la première bande excitée, les atomes transférés sortent plus facilement du piège dipolaire généré par le réseau optique. En balayant la fréquence de modulation de phase et en mesurant le nombre d'atomes restant piégés dans le réseau en fonction de la fréquence, la structure de l'échelle de Wannier-Stark dans la bande fondamentale a été résolue par l'observation d'harmoniques de la fréquence de Bloch centrés autour de la résonance vers la première bande excitée.

Une autre expérience réalisée à Pise s'est particulièrement intéressée à la Physique des condensats de Bose-Einstein dans un réseau 1D accéléré et aux couplages existants entre différents puits du réseau. Cette expérience a permis l'observation des oscillations de Bloch dans ce réseau [Morsch *et al.*, 2001] et la quantification des pertes d'atomes par effet Landau-Zener, où les atomes sortent du réseau par transitions successives dans les bandes de Bloch excitées [Cristiani *et al.*, 2002]. Puis une méthode de transport atomique par effet tunnel entre différents puits en fonction de l'accélération du réseau a été étudiée [Wimberger *et al.*, 2005], avec la possibilité de bloquer cet effet tunnel à l'aide des interactions inter-atomiques présentes dans le condensat. Ce premier résultat a mené vers le transport résonant d'atomes par effet tunnel induit, réalisé dans un premier temps en choisissant l'accélération du réseau de manière à ce qu'un harmonique de la fréquence de Bloch soit en résonance avec la transition entre la bande fondamentale dans un puits et la première bande de Bloch excitée dans un puits adjacent [Sias *et al.*, 2007]. Une autre manière d'effectuer ce type de transport par effet tunnel induit

est possible lors de la modulation en fréquence de l'accélération du réseau, dont la cohérence de cette méthode de transport a été montrée par interférométrie de condensat [Lignier *et al.* , 2007]. Cela a permis de démontrer ensuite un transport d'atomes cohérent assisté par des photons de basse fréquence [Sias *et al.* , 2008], où la condition de résonance est réalisée cette fois-ci entre la fréquence de modulation de l'accélération du réseau et la fréquence de Bloch définie par l'accélération du réseau. On retrouve aussi une dépendance de l'efficacité de cette méthode de transport vis-à-vis des interactions inter-atomiques du condensat. Cette méthode a dernièrement été décrite en détail théoriquement [Eckardt *et al.* , 2009] [Arimondo *et al.* , 2012], ce qui a permis une compréhension et une analyse plus fine des résultats obtenus [Creffield *et al.* , 2010].

Enfin, une troisième expérience réalisée au LENS utilise des atomes piégés dans un réseau optique vertical à 1D qui permet la mesure de différences de potentiel. Le réseau est ici accéléré par la gravité, et donc la fréquence de Bloch est directement proportionnelle à l'accélération de la pesanteur ($a = g$). De plus, le chargement du réseau est réalisé à partir d'un nuage thermique d'atomes de Strontium provenant d'un piège magnéto-optique. Le principe de fonctionnement de cette expérience repose sur la modulation en fréquence ou en amplitude du potentiel périodique optique générant le réseau. En effet, lors de la modulation du potentiel de piégeage, il est possible d'induire par effet tunnel une transition des atomes d'un puits vers un puits adjacent une fois à résonance avec la fréquence de Bloch ν_B . Lors de cette résonance avec la fréquence de Bloch, ces transitions par effet tunnel vers des puits adjacents se traduisent par une augmentation de la taille du nuage atomique dans le réseau, qui peut être observée par caméra CCD. Après avoir montré dans un premier temps l'existence d'oscillations de Bloch dans ce système [Ferrari *et al.* , 2006], le contrôle de l'extension des fonctions d'onde atomiques dans le réseau a été démontré par la modulation de la phase du réseau à l'aide d'un actuateur piézo-électrique situé sur le miroir de rétro-réflexion de l'onde stationnaire optique [Alberti *et al.* , 2009]. À partir de premiers résultats en 2006 et en 2008 [Ivanov *et al.* , 2008], cette technique de transport atomique a été appliquée à la mesure de l'accélération de la pesanteur [Poli *et al.* , 2011] puis décrite théoriquement [Tarallo *et al.* , 2012]. La sensibilité obtenue par cette mesure de 2011 est de $\delta g/g = 9,0 \times 10^{-6} \tau^{-1/2}$ en relatif, qui donne $\delta g/g = 1 \times 10^{-7}$ après 3 600 s d'intégration. En outre en piégeant les atomes à proximité d'une surface, la mesure de forces à faible distance est rendue possible en mesurant la modification de la fréquence de Bloch induite par la surface [Sorrentino *et al.* , 2009].

C'est dans cette même thématique que s'inscrit le projet ForCa-G qui sera l'objet de ce manuscrit. À l'issue d'un piège magnéto-optique, des atomes de ^{87}Rb sont piégés dans un réseau optique 1D vertical. À l'aide de transitions Raman stimulées, un transport atomique d'un puits du réseau vers un puits adjacent est réalisé par effet tunnel. Ce transport est possible du fait de la faible profondeur du réseau, permettant un couplage entre les différents puits par l'extension spatiale de la fonction d'onde atomique. Une fois la différence de fréquence entre les deux lasers Raman accordée sur la fréquence hyperfine et la fréquence de Bloch, un transport atomique assisté par laser est possible. Ce qui se résume par la condition de résonance à deux photons :

$$\nu_{\text{R1}} - \nu_{\text{R2}} = \nu_{\text{HFS}} + \Delta m \times \nu_{\text{B}} \quad (1.2)$$

où ν_{R1} et ν_{R2} sont les fréquences des deux lasers Raman, ν_{HFS} est la fréquence hyperfine de l'état fondamental de l'électron de valence du ^{87}Rb , Δm est l'écart entre les puits m et $m + \Delta m$ entre lesquels est réalisé le transport atomique, m étant l'indice des puits dans le réseau et ν_{B} est la fréquence de Bloch décrite précédemment. Elle se définit dans cette expérience où le réseau est accéléré par la gravité par :

$$h \nu_{\text{B}} = m_{\text{Rb}} g \lambda_{\text{lattice}}/2. \quad (1.3)$$

Ainsi en effectuant ou des mesures spectroscopiques ou interférométriques pour mesurer la fréquence de Bloch, on réalise une mesure de l'accélération de la pesanteur g dès lors où le rapport h/m_{Rb} et la longueur d'onde du réseau sont connus à une meilleure résolution que celle de la mesure. Lors d'une mesure interférométrique, une impulsion Raman $\pi/2$ à résonance avec une transition Δm est réalisée. Les paquets d'onde atomiques sont alors mis en superposition d'états entre deux états ayant leur centre de masse séparés de quelques puits, $|F = 1, m\rangle$ et $|F = 2, m + \Delta m\rangle$. Après un temps T_{Ramsey} , une seconde impulsion Raman $\pi/2$ identique à la première est réalisée, recombinaison des paquets d'onde. Grâce à l'utilisation de l'étiquetage intrinsèque aux impulsions Raman, on peut alors reconstruire les franges d'interférences de cet interféromètre de Ramsey-Raman lors de la mesure des populations dans $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. Pour cela, on balaye coup sur coup la différence de fréquence entre les deux lasers Raman. La différence de phase mise en évidence lors de l'observation de ces franges provient de l'évolution des paquets d'onde dans des puits ayant une différence d'énergie potentielle induite par la gravité. À l'aide d'une version symétrisée de cet interféromètre, dont la mesure est décrite dans ce manuscrit, une sensibilité sur la mesure de g de $\delta g/g = 9,0 \times 10^{-6} \tau^{-1/2}$ en relatif est obtenue, qui permet d'atteindre $\delta g/g = 1,9 \times 10^{-7}$ après 2 800 s d'intégration.

1.5 ForCa-G : objectifs finaux

Dans la mise en perspective de l'expérience ForCa-G par rapport aux différentes expériences réalisées actuellement, le travail présenté dans ce manuscrit constitue une première étape vers l'utilisation d'atomes piégés dans un réseau pour réaliser des mesures de forces à faible distance. Il s'agit d'une preuve de principe de la méthode de mesure basée sur l'interférométrie atomique. On a donc dans un premier temps travaillé loin de la surface du miroir d'intérêt, qui était placé hors de l'enceinte à vide. Puis dans un second temps, l'expérience sera modifiée pour effectuer la mesure des forces d'interaction entre des atomes de Rb et un miroir diélectrique.

Mesure de Casimir-Polder :

Dans le cas où le miroir de rétro-réflexion de l'onde stationnaire est proche des atomes, l'interaction électromagnétique du dipôle atomique avec un champ électrique prend différentes formes en fonction de la distance de séparation entre cette surface et les atomes. Sur la figure 1.2, on peut observer les potentiels dérivants de ces interactions qui suivent différents comportements asymptotiques en fonction de la distance. Pour des distances inférieures à $0,1 \mu\text{m}$, l'interaction dipôle-dipôle de van der Waals-London ayant un potentiel en $1/d^3$ est la plus importante de ces interactions électromagnétiques. Entre $0,1 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$, c'est l'interaction de Casimir-Polder qui devient prédominante et dont le potentiel varie en $1/d^4$. Enfin, au delà de $2 \mu\text{m}$, l'interaction de Lifshitz prenant en compte les excitations thermiques du champ électromagnétique de la surface surpasse alors celle de Casimir-Polder et décroît à nouveau en $1/d^3$.

Comme la fréquence de Bloch dépend de la différence de potentiel entre deux puits du réseau, celle-ci sera modifiée au voisinage de la surface. Aussi si l'on connaît la valeur locale de l'accélération de la pesanteur, mesurée en partie dans ce manuscrit, il est possible d'extraire de la mesure de la fréquence de Bloch la différence de potentiel entre deux puits induite par ces forces à faible distance. Le pas du réseau étant de 266 nm , cette expérience a pour but une mesure précise de la force de Casimir-Polder, ainsi que de la zone de recouvrement avec la force de Lifshitz, entre 266 nm et une dizaine de micromètres (voir figure 1.2).

La force de Casimir a été prédite en 1948 par les travaux de H. Casimir [Casimir, 1948]. On considère deux parois parfaitement conductrices séparées d'une distance L formant une cavité, ainsi qu'une onde électromagnétique extérieure à la cavité ayant un nombre infini de modes. Dans l'espace à l'intérieur de la cavité, celle-ci impose une sélection du nombre de modes possibles. On obtient alors une différence de densité d'énergie entre l'intérieur et l'extérieur de la cavité.

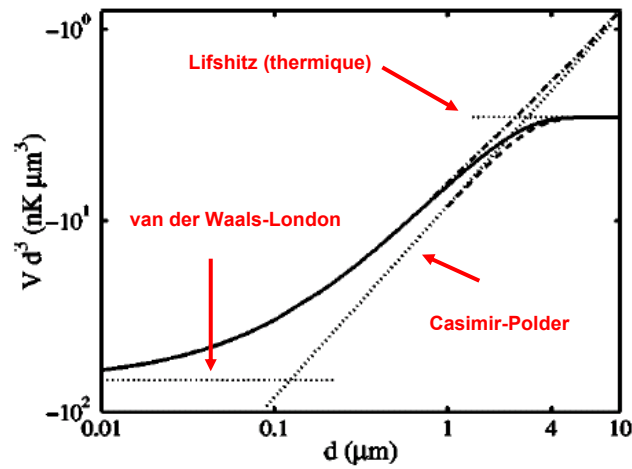


FIG. 1.2 – Interactions atome-surface selon leur distance de séparation. Calculs réalisés pour un condensat de Bose-Einstein de ^{87}Rb et un substrat en Saphir à 300 K par [Antezza *et al.*, 2004].

Ce qui engendre une force de pression sur les parois conductrices en direction de l'intérieur de la cavité, assimilée à une force attractive entre ces deux plaques. Proposée la même année par l'étudiant de H. Casimir, D. Polder [Casimir & Polder, 1948], la force de Casimir-Polder est un équivalent de la force de Casimir lors de l'interaction d'une plaque conductrice avec un atome neutre (voir figure 1.3).

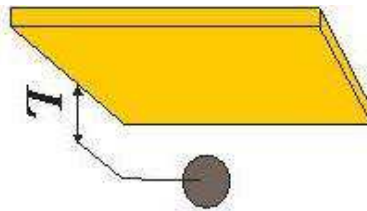


FIG. 1.3 – Géométrie atome-surface dont l'interaction est régi par la force de Casimir-Polder.

Une autre approche équivalente consiste à considérer la force de Casimir-Polder comme une force de type dipôle-dipôle, comme celle de van der Waals, décrivant l'interaction entre un atome neutre et une surface conductrice (voir la thèse de S. Pélisson pour le traitement complet [Pélisson, 2012]). La principale différence entre ces deux forces provient alors de la différence entre la distance atome-surface L et la longueur d'onde de la transition atomique considérée λ_{at} . Lorsque $L \ll \lambda_{\text{at}}$, l'interaction atome-surface peut être estimée comme instantanée. Il faut alors considérer une polarisabilité dynamique lors de l'interaction, comme c'est le cas pour la force

de van der Waals. Tandis que lorsque $L \gg \lambda_{\text{at}}$, seule la polarisabilité statique entre en compte du fait de la limite finie de la vitesse de la lumière. Ainsi la force de Casimir-Polder peut être perçue comme étant l’homologue retardé de la force de van der Waals, et apparaît à une distance légèrement supérieure à cette dernière (voir figure 1.2).

La force de Casimir-Polder s’écrit alors [Péligon, 2012] :

$$F_{\text{CP}} = -\frac{3}{2\pi}\hbar c \frac{\alpha_0}{L^5} \quad (1.4)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, $\alpha_0 = h \times 0,0794(16) \text{ Hz}/(\text{V}/\text{cm})^2$ est la polarisabilité électrique statique pour le niveau fondamental de l’atome de ^{87}Rb et L la distance de séparation entre la surface et l’atome. La variation attendue du potentiel de Casimir-Polder à proximité de la surface est résumée dans le tableau 1.1 ci-dessous, dans le cas d’un miroir parfaitement réfléchissant.

m	1	2	3	4	5	22	50
$L \text{ } (\mu\text{m})$	0,266	0,532	0,798	1,064	1,330	5,852	13,3
$U_{\text{CP}} \text{ (Hz)}$	$1,9 \times 10^5$	$1,4 \times 10^5$	$9,8 \times 10^4$	$5,5 \times 10^4$	$2,3 \times 10^4$	0,38	0,03

TAB. 1.1 – Ordre de grandeur de la variation attendue du potentiel de Casimir-Polder en fonction du puits considéré m , la surface étant définie au puits $m = 0$.

Recherche d’une éventuelle déviation à la loi de Newton :

La recherche de déviations à la loi de Newton est motivée par l’incompréhension de certaines observations astronomiques. En effet, il a été observé que la dispersion en vitesse des étoiles dans des galaxies massives ne correspond pas à celle estimée par rapport à la matière visible la composant. D’où l’introduction de la matière noire, matière non-visible par nos méthodes de détection actuelles, qui induirait une vitesse de rotation des étoiles dans les galaxies plus élevée. Une autre approche est de supposer une modification de la gravité à ces échelles de distances. En effet, la Relativité Générale a pu être testée dans des plages de distances incluant aussi bien des distances millimétriques que des distances inter-planétaires à l’aide d’expériences telles que la mesure de l’accélération de la chute de corps dans des tours, la mesure de la distance Terre-Lune, ou l’observation des orbites planétaires dans le système solaire. Cependant autant pour de grandes distances que pour de faible distance, ces tests deviennent moins sensibles (voir figure 1.4).

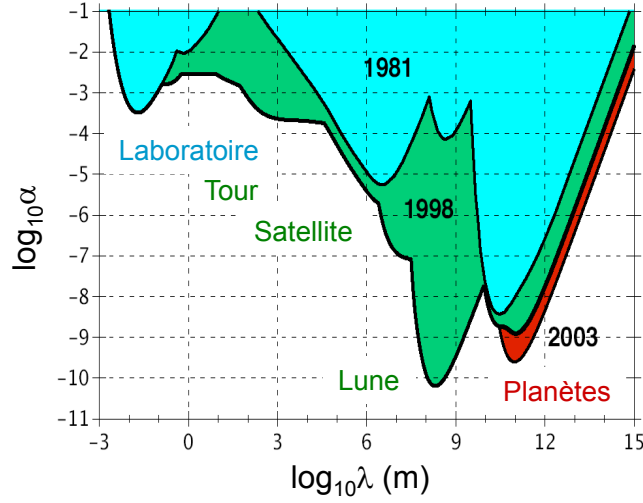


FIG. 1.4 – Plan ($\alpha - \lambda$) résumant la recherche de nouvelles interactions (provient de [Coy *et al.* , 2003]).

Par ailleurs, un certain nombre de modèles d'unification, qui cherchent à décrire dans un cadre théorique commun les quatre interactions fondamentales, prédisent de nouveaux types d'interactions. Si l'on interprète ces nouvelles forces comme des modifications des lois de la gravitation, on peut les paramétrer simplement à l'aide d'un potentiel de Yukawa qui s'ajoute au potentiel Newtonien :

$$U_{\text{Yuk}} = U_{\text{N}} \left(1 + \alpha e^{-\frac{r}{\lambda}} \right) \quad (1.5)$$

où U_{N} est le potentiel gravitationnel de Newton, α l'amplitude de cette déviation, λ la distance caractéristique de cette déviation et r la distance entre les deux corps massiques. Cette paramétrisation permet de comparer prédictions et contraintes expérimentales, et d'établir à l'aide des données expérimentales des zones d'exclusion dans le plan des paramètres ($\alpha - \lambda$) résumant ces interactions.

Aussi toute mesure de forces à faible distance participe à la poursuite de la recherche d'une éventuelle déviation à la loi de Newton, en repoussant la zone d'exclusion du plan α - λ . Dans la plage des faibles distances (voir figure 1.5), accéder à la valeur du potentiel gravitationnel entre deux objets massiques à faible distance est difficile du fait de la présence de forces électromagnétiques telles que celles de van der Waals, Casimir ou Casimir-Polder, qui dominent de plusieurs ordres de grandeur. Les contraintes apportées par les mesures expérimentales sur l'existence d'une déviation à la loi de Newton sont représentées par la zone d'exclusion comprenant les mesures antérieures n'ayant observées aucune déviation. La prédiction des tests

réalisés par l'expérience ForCa-G est représentée par différentes courbes en bleu, rouge et noir. Celles-ci ont été obtenues par l'équipe théorique travaillant en parallèle de l'expérience [Péllisson, 2012, Messina *et al.*, 2011] et traduisent différentes méthodes de mesure réalisables. Ces calculs ont été réalisés en considérant une sensibilité expérimentale de 10^{-4} Hz sur la mesure de la fréquence de Bloch. La courbe en pointillés noir représente une mesure de la différence de potentiel pour des atomes de ^{87}Rb situés dans le puits $m = 70$, en plaçant le puits $m = 0$ au niveau de la surface, et dont l'interféromètre réaliserait une transition $\Delta m = \pm 1$. La courbe pleine en rouge correspond à des atomes placés dans le puits $m = 40$ réalisant une transition $\Delta m = \pm 1$ durant l'interféromètre. Tandis que la courbe bleue représente une mesure différentielle à l'aide d'atomes de ^{87}Rb et ^{85}Rb placés dans le puits $m = 5$ et réalisant une transition $\Delta m = \pm 1$ durant l'interféromètre. Le fait de réaliser une mesure différentielle entre deux isotopes du Rb permet d'annuler la contribution de la force de Casimir-Polder, leur polarisabilité étant quasi-identique, et ainsi de n'être sensible que à la différence de leur masse. Un gain de presque trois ordres de grandeur est attendu par rapport aux mesures précédentes.

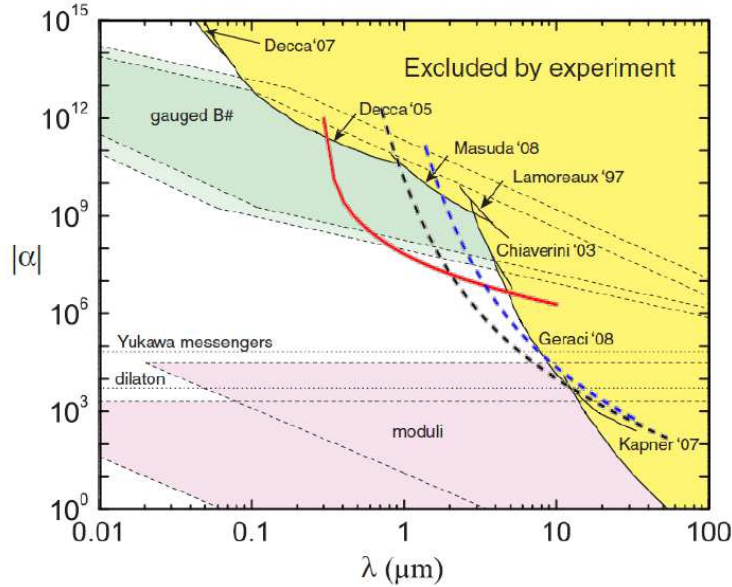


FIG. 1.5 – Plan $(\alpha - \lambda)$ dans la plage des faibles distances. Les courbes bleu, rouge et noir sont différentes sensibilités accessibles par l'expérience ForCa-G selon différentes configurations [Messina *et al.*, 2011].

1.6 Plan du manuscrit

Ce manuscrit s'attache à consigner mes travaux de thèse sur l'expérience ForCa-G. La problématique suivit durant ces trois années aura été l'étude et l'amélioration de différents types d'interféromètres piégés, tout en comprenant qualitativement et quantitativement le système physique employé ainsi que les différents effets systématiques associés aux mesures interférométriques.

Nous décrirons premièrement le principe de fonctionnement de l'expérience. Pour cela, nous verrons la description des atomes piégés dans le réseau périodique vertical, ainsi que leur interaction avec les transitions Raman stimulées permettant de réaliser un transport atomique cohérent dans le réseau. Ensuite seront détaillées les méthodes de mesure des différences d'énergie potentielle entre différents puits dues à l'accélération de la pesanteur ou à Casimir-Polder, avec une description des différents interféromètres étudiés durant ces trois années.

Puis nous nous intéresserons à la description du dispositif expérimental, à la production d'atomes froids et leur préparation. Ensuite nous décrirons le piège mixte dans lequel les atomes seront piégés, constitué d'un laser désaccordé dans le bleu pour la réalisation du réseau vertical ainsi que d'un laser désaccordé dans le rouge réalisant le confinement transverse des atomes dans le piège. Enfin les méthodes d'interrogation Raman ou micro-onde ainsi que la détection seront détaillées.

Nous nous attacherons ensuite à donner un aperçu complet des différents lasers employés lors de cette expérience, en insistant particulièrement sur les méthodes d'asservissement en fréquence ou en phase employées.

Dans une cinquième partie seront décrits les résultats obtenus sur cette expérience. Premièrement nous parlerons du temps de vie des atomes obtenu dans ce piège mixte, puis des effets de décalage de fréquence des niveaux atomiques lors de l'interaction avec les différents lasers ou champs magnétiques de l'expérience. Ce sera l'occasion de décrire le protocole de spectroscopie Raman employé pour caractériser notre système. Enfin nous nous intéresserons aux différents interféromètres réalisés dans le réseau optique, l'interféromètre de Ramsey-Raman, l'interféromètre Accordéon, et enfin l'interféromètre Multi-ondes. Pour chacun d'eux, nous porterons notre attention sur les limites de la sensibilité ainsi que sur les différents effets systématiques présents lors des mesures de la fréquence de Bloch.

Puis nous concluons sur ce travail et les résultats obtenus, identifiant les différentes limitations du montage actuel afin de décrire l'évolution naturelle de l'expérience et les nouvelles perspectives qui l'attendent.

Enfin un récapitulatif des différentes valeurs relatives à l'atome de ^{87}Rb sera présent dans les annexes, ainsi qu'une note explicative sur la définition et l'utilisation de la variance d'Allan en métrologie de fréquence.

Chapitre 2

Principe de l'expérience

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons principalement à la description théorique de l'expérience, qui a été réalisée dans [Péligon, 2012]. Pour cela, nous commencerons par définir les pseudo-états propres des atomes et leur localisation dans le potentiel périodique défini par l'onde stationnaire en présence de la gravité. Puis nous nous attacherons à décrire les transitions Raman stimulées et leur utilisation pour le transport atomique par effet tunnel induit entre différents puits du réseau périodique. Ensuite nous décrirons le processus de mesure de l'expérience dont la fréquence de Bloch est l'ingrédient essentiel. Nous expliciterons alors les différents interféromètres utilisés dans la mesure de la fréquence de Bloch et décrirons leurs différentes fonctions de sensibilité. Enfin nous nous intéresserons aux principaux effets perturbateurs attendus sur la mesure.

2.1 Atomes piégés dans un réseau optique vertical

Les atomes, soumis à une onde plane électromagnétique hors de résonance, subissent une force provenant de l'interaction entre l'onde lumineuse et le dipôle atomique induit par cette onde. Cette interaction résulte en un décalage des niveaux d'énergie des atomes par effet Stark dynamique ("AC Stark effect" en anglais).

Considérons l'approximation semi-classique d'un atome plongé dans un champ électromagnétique classique monochromatique. Ce champ électrique de pulsation $\omega_{\text{lattice}} = 2\pi c/\lambda_{\text{lattice}}$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide, d'amplitude E_0 , de phase ϕ et de polarisation linéaire ϵ , s'écrit :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0(\mathbf{r}) \operatorname{Re} \left\{ \epsilon e^{-i(\omega_{\text{lattice}} t - \phi)} \right\}. \quad (2.1)$$

Dans le cas d'un atome possédant un seul électron élastiquement lié, l'interaction dipolaire électrique entre le dipôle induit de l'atome et le champ électrique s'exprime par :

$$V_{\text{AL}} = -q_e \mathbf{r}_e \cdot \mathbf{E}(\mathbf{R}, t) \quad (2.2)$$

où q_e est la charge de l'électron, \mathbf{r}_e est la position de l'électron et \mathbf{R} est la position du centre de masse atomique. On définit alors le moment dipolaire électrique induit :

$$\mathbf{d} = q_e \mathbf{r}_e = \text{Re} \left\{ \varepsilon_0 \alpha_0 E_0(\mathbf{R}) \epsilon e^{-i(\omega_{\text{lattice}} t - \phi)} \right\} \quad (2.3)$$

où ε_0 est la permittivité du vide et α_0 la polarisabilité électrique dynamique de l'atome dont la partie réelle pour l'atome de ^{87}Rb s'écrit :

$$\alpha'_0 = \text{Re} \{ \alpha_0 \} = - \frac{q_e^2}{2m_e \omega_{\text{lattice}} \varepsilon_0} \frac{\delta}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (2.4)$$

avec $\delta = \omega_{\text{lattice}} - \omega_{\text{D2}}$ le désaccord entre la fréquence du laser du réseau et la fréquence de la transition D2 de l'atome de ^{87}Rb , telle que $\nu_{\text{D2}} = \omega_{\text{D2}}/2\pi$.

La force exercée sur l'atome s'exprime enfin :

$$\mathbf{F}_{\text{dip}} = -\nabla_{\mathbf{R}} V_{\text{AL}} = -\frac{\varepsilon_0}{2} \alpha'_0 \nabla_{\mathbf{R}} E_0^2(\mathbf{R}) \quad (2.5)$$

où $E_0^2(\mathbf{R}) = I(\mathbf{R})$ est l'intensité du laser du réseau. Celle-ci dans l'onde stationnaire suit :

$$I(z) = 4E_0^2 \sin^2(k_{\text{lattice}} z) = 4E_0^2 \frac{1 - \cos(2k_{\text{lattice}} z)}{2} \quad (2.6)$$

avec un pas du réseau de $\lambda_{\text{lattice}}/2$. Et l'on en déduit le potentiel :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{R}) = -\frac{\varepsilon_0}{4} \alpha'_0 E_0^2(\mathbf{R}) \quad (2.7)$$

qui correspond au décalage d'énergie induit par effet Stark du second ordre.

Le problème de particules massives soumises à un potentiel périodique est bien connu en Physique du solide au travers du théorème de Bloch [Ashcroft & Mermin, 1976], qui avait été étudié initialement pour déterminer les fonctions d'onde des électrons dans un cristal [Bloch, 1929]. Par la suite, la localisation des fonctions d'onde des électrons a été prédite lors de l'ajout d'un champ électrique linéaire supplémentaire [Wannier, 1960], qui peut être appliquée à tout type de potentiel linéaire [Nenciu, 1991].

2.1.1 États de Bloch

Dans un premier temps, nous ne considérerons que les atomes piégés dans le réseau périodique en l'absence de gravité. Le potentiel vu par les atomes est :

$$V_B(z) = \frac{U_{\text{lattice}}}{2} [1 - \cos(2k_{\text{lattice}}z)] \quad (2.8)$$

où U_{lattice} est la profondeur du réseau (voir Chapitre 3), $k_{\text{lattice}} = 2\pi/\lambda_{\text{lattice}}$ est le vecteur d'onde du laser réalisant l'onde stationnaire, et z est la position selon l'axe vertical.

L'Hamiltonien du système comprenant les atomes piégés dans le potentiel périodique est donc défini par :

$$H_B = -\frac{\hbar^2}{2m_{\text{Rb}}} \frac{d^2}{dz^2} + V_B(z) \quad (2.9)$$

où m_{Rb} est la masse de l'atome de rubidium.

D'après le théorème de Bloch [Ashcroft & Mermin, 1976], les états propres de l'hamiltonien 2.9 sont :

$$\varphi_{b,q}(z) = e^{iqz} u_{b,q}(z) \quad (2.10)$$

où b est l'indice de bande exprimant la multiplicité des solutions de cette équation pour une quasi-impulsion q donnée du fait des conditions aux limites périodiques, et $u_{b,q}(z)$ est une fonction de même périodicité que V_B tel que stipulé par le théorème de Bloch.

L'équation de Schrödinger indépendante du temps $H_B |\varphi_{b,q}\rangle = E |\varphi_{b,q}\rangle$ donne :

$$-\left(\frac{\hbar^2}{2m_{\text{Rb}}} \left(-i\frac{d}{dz} + q\right)^2 + V_B(z)\right) e^{iqz} u_{b,q}(z) = \epsilon_{b,q} e^{iqz} u_{b,q}(z) \quad (2.11)$$

où $\epsilon_{b,q}$ représente les valeurs propres du système, définissant les valeurs d'énergie pour une quasi-impulsion q dans les différentes bandes de Bloch d'indice b . Le terme en $\left(-i\frac{d}{dz} + q\right)$ correspond à l'opérateur impulsion appliqué à la fonction $\varphi_{b,q}(z)$ [Péligon, 2012]. Du fait de la périodicité de $u_{b,q}(z)$, on a donc comme condition aux limites :

$$u_{b,q}(z) = u_{b,q}(z + \lambda/2). \quad (2.12)$$

On obtient ainsi les bandes de Bloch $\epsilon_{b,q}$ de notre système définies dans la première zone de Brillouin que nous étudierons dans le Chapitre 5. La valeur moyenne de ces bandes de Bloch est défini par $\bar{\epsilon}_b = \int_{-\pi/(\lambda_{\text{lattice}}/2)}^{\pi/(\lambda_{\text{lattice}}/2)} \epsilon_{b,q} dq$. On s'attend d'après les équations 2.11 et 2.8 à une dépendance des niveaux d'énergie $\epsilon_{b,q}$ et $\bar{\epsilon}_b$ selon la profondeur du réseau U_{lattice} .

Par ailleurs, les fonctions d'onde $\varphi_{b,q}(z)$ correspondant aux états propres sont délocalisées sur l'ensemble du réseau, du fait de la symétrie par translation du problème.

2.1.2 Localisation de Wannier-Stark

Pour un réseau vertical, l'Hamiltonien précédent, qui donne les états de Bloch, est modifié par le potentiel linéaire dû à la gravité :

$$H_{\text{WS}} = -\frac{\hbar^2}{2m_{\text{Rb}}} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{U_{\text{lattice}}}{2} [1 - \cos(2k_{\text{lattice}}z)] - m_{\text{Rb}}gz \quad (2.13)$$

où g est l'accélération de la pesanteur. On se retrouve alors avec un système équivalent à celui étudié par G. Wannier [Wannier, 1960].

En présence de la gravité, la symétrie par translation observée dans le potentiel de Bloch est brisée et la fonction $\varphi_{b,q}(z)$ n'est plus un état propre de l'Hamiltonien 2.13. Pour tout système comprenant un potentiel périodique, on peut cependant écrire ses fonctions propres comme une superposition d'états de Bloch. Aussi les pseudo-états propres de notre Hamiltonien de Wannier-Stark s'écrivent sur la base des fonctions dites de Wannier :

$$\psi_{b,m}(z) = \int_{-k_{\text{lattice}}}^{k_{\text{lattice}}} dq e^{-iqm \frac{\lambda_{\text{lattice}}}{2}} \varphi_{b,q}(z) \quad (2.14)$$

où m est l'indice du puits sur lequel est centré la fonction d'onde de l'atome.

L'équation aux valeurs propres s'écrit donc :

$$H_{\text{WS}} |\psi_{b,m}\rangle = E_{b,m} |\psi_{b,m}\rangle. \quad (2.15)$$

Pour obtenir une solution analytique, on se place dans une des bandes de Bloch d'indice b que l'on considère isolée des autres, on néglige ainsi le couplage inter-bandes. Cette approximation est vérifiée dans notre système, le couplage inter-bande étant faible comparé au couplage intra-bande.

On obtient alors l'échelle d'états dite de Wannier-Stark (voir figure 2.1) :

$$E_{b,m} = \bar{\epsilon}_b + m \times m_{\text{Rb}}g \frac{\lambda_{\text{lattice}}}{2} = \bar{\epsilon}_b + m \times \hbar\omega_B \quad (2.16)$$

où chacun des niveaux d'énergie dans un puits m du réseau est séparé du niveau d'énergie dans le puits voisin par l'incrément d'énergie potentielle de pesanteur entre ces deux puits. Cette différence d'énergie potentielle définit la fréquence de Bloch $\nu_B = \omega_B/2\pi$ dans notre système :

$$h\nu_B = m_{\text{Rb}} g \frac{\lambda_{\text{lattice}}}{2} \quad \text{où} \quad \nu_B = 568,505 \text{ Hz pour } g = 9,80927 \text{ m/s}^2. \quad (2.17)$$

Par ailleurs, la symétrie de translation étant brisée par l'adjonction de ce potentiel linéaire dû à la gravité, les états de Wannier-Stark se trouvent localisés sur un nombre fini de puits.

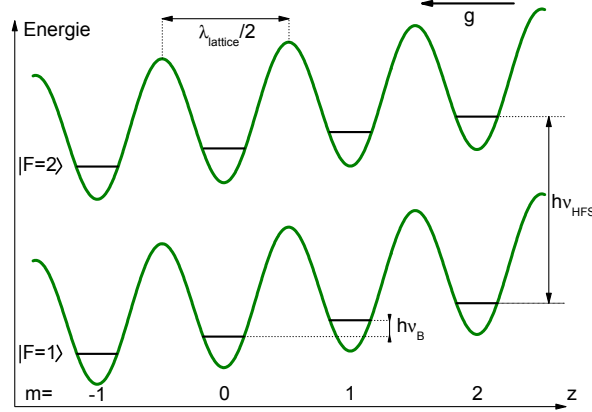


FIG. 2.1 – Échelle de niveaux d'énergie dite de Wannier-Stark, où chacun des niveaux d'énergie dans un puits m du réseau est séparé de celui de son voisin par l'incrément d'énergie potentielle de pesanteur entre ces deux puits défini par la fréquence de Bloch ν_B . Les deux niveaux hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ de l'état fondamental du ^{87}Rb suivent cette échelle de Wannier-Stark.

Du fait du rapport entre le potentiel induit par le réseau et le potentiel de pesanteur dans l'équation 2.13, la localisation des états de Wannier-Stark dépend de la profondeur du réseau, dont des exemples sont donnés sur la figure 2.2 pour des profondeurs de $U_{\text{lattice}} = 10 E_r$ à gauche et de $U_{\text{lattice}} = 3 E_r$ à droite.

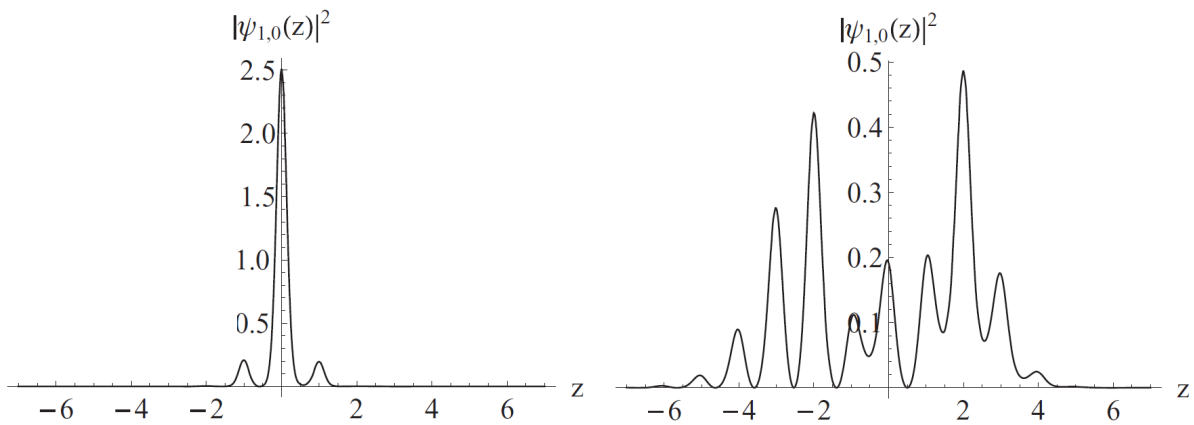


FIG. 2.2 – Localisation des états de Wannier-Stark selon la profondeur du réseau, représenté par la norme du carré de la fonction d'onde en fonction de la position dans le réseau (en unité de m , centré sur un puits $m = 0$ quelconque). À gauche : pour $U_{\text{lattice}} = 10 E_r$, à droite : pour $U_{\text{lattice}} = 3 E_r$, où l'énergie de recul est définie par $E_r/\hbar = \hbar^2 k_{\text{lattice}}^2 / (2m_{\text{Rb}}) = 2\pi \times 8,1 \text{ kHz}$. Figures extraites de [Messina *et al.*, 2011].

2.2 Transport atomique dans le réseau

Après avoir défini les pseudo-états propres de notre système, nous allons nous intéresser au transport atomique dans le potentiel externe. Le déplacement des atomes dans le réseau est réalisé par effet tunnel résonant induit par des transitions Raman stimulées. Ce transport est rendu possible par le couplage dipolaire électrique et par l'extension spatiale des pseudo-états propres dans un réseau peu profond.

2.2.1 Transitions Raman stimulées

Les transitions Raman se définissent comme un échange à deux photons pendant lequel les états internes et externes de l'atome sont modifiés. Si l'on considère un atome à trois niveaux non piégé (voir figure 2.3), les photons Raman sont désaccordés de résonance de $\Delta_{\text{Ram}} = -3,4$ GHz de la transition D2 du ^{87}Rb . Du point de vue de la conservation de l'énergie, le changement d'état interne est effectif lors de la mise à résonance de la différence de fréquence $\omega_{\text{R}} = \omega_{\text{R1}} - \omega_{\text{R2}}$ avec la transition hyperfine ω_{HFS} du niveau fondamental du ^{87}Rb selon la vitesse des atomes :

$$\omega_{\text{R1}} - \omega_{\text{R2}} = \omega_{\text{HFS}} + \omega_{\text{D}} + \omega_{\text{Rec}} \quad (2.18)$$

introduisant un décalage Doppler $\omega_{\text{D}} = \mathbf{p} \cdot \mathbf{k}_{\text{eff}}/m_{\text{Rb}}$ ainsi qu'un terme dépendant des impulsions de recul engendrées durant la transition $\omega_{\text{Rec}} = \hbar |\mathbf{k}_{\text{eff}}|^2 / (2m_{\text{Rb}})$ où \mathbf{p} est l'impulsion de l'atome et \mathbf{k}_{eff} est l'impulsion effective de la transition définie un peu plus loin.

Tandis que du point de vue de la conservation de l'impulsion, cet échange à deux photons peut être interprété comme l'absorption du photon $\hbar\omega_{\text{R2}}$, donnant une impulsion de recul $\hbar\mathbf{k}_{\text{R2}}$ à l'atome, puis d'une émission stimulée avec le photon $\hbar\omega_{\text{R1}}$ qui délivre une impulsion de recul $\hbar\mathbf{k}_{\text{R1}}$ à l'atome. Selon l'orientation des faisceaux Raman 1 et 2, on obtient une impulsion effective donnée à l'atome non piégé :

- $\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}} = \hbar\mathbf{k}_{\text{R2}} - \hbar\mathbf{k}_{\text{R1}}$ en configuration co-propageante ;
- $\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}} = \hbar\mathbf{k}_{\text{R2}} + \hbar\mathbf{k}_{\text{R1}}$ en configuration contra-propageante, utilisée par la suite.

Par ailleurs le désaccord Δ_{Ram} est choisi très supérieur à la largeur naturelle Γ du niveau $|c\rangle$, l'état $|i\rangle$ est alors très peu peuplé et l'émission spontanée peut être négligée. Ce qui nous permet ensuite d'approximer la dynamique de ce système à trois niveaux en interaction avec ces deux lasers à l'interaction d'un atome à deux niveaux avec un laser effectif, dont la fréquence est déterminée par la différence de fréquence des Raman $\nu_{\text{R}} = \nu_{\text{R1}} - \nu_{\text{R2}}$.

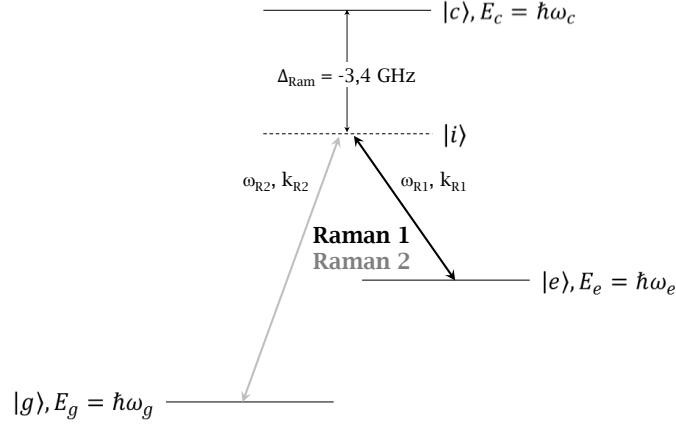


FIG. 2.3 – Schéma de principe des transitions Raman réalisées à partir de deux photons $\hbar\omega_{R1}$ et $\hbar\omega_{R2}$ désaccordés de $\Delta_{\text{Ram}} = -3,4$ GHz de la transition D2 du ^{87}Rb . Les deux niveaux hyperfins $|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$ de l'état fondamental du ^{87}Rb sont représentés sous $|g\rangle$ et $|e\rangle$.

Sans considérer les états de Wannier-Stark dans un premier temps ni la modification de l'état externe des atomes lors d'une transition Raman stimulée, l'interaction d'un atome avec les deux champs électromagnétiques des Raman est décrite par l'Hamiltonien :

$$H = H_{\text{at}} + H_{\text{I}} = \hbar\omega_g |g\rangle \langle g| + \hbar\omega_e |e\rangle \langle e| + \hbar\Omega_{\text{eg}} \cos(\omega_R t - k_{\text{eff}} z) |e\rangle \langle g| + h.c. \quad (2.19)$$

où $H_{\text{at}} = \hbar\omega_g |g\rangle \langle g| + \hbar\omega_e |e\rangle \langle e|$ est l'Hamiltonien correspondant aux états internes de l'atome, avec $\omega_g - \omega_e = \omega_{\text{HFS}}$ la fréquence hyperfine, et $H_{\text{I}} = \hbar\Omega_{\text{eg}} \cos(\omega_R t - k_{\text{eff}} z) |e\rangle \langle g| + h.c.$ est l'Hamiltonien d'interaction entre le laser et l'atome où Ω_{eg} est la pulsation de Rabi effective. On définit la pulsation de Rabi effective après élimination adiabatique [Cheinet, 2006] par :

$$\Omega_{\text{eg}} = \frac{\Omega_{g1}\Omega_{e2}^*}{2\Delta_{\text{Ram}}} \quad \text{où} \quad \Omega_{jk} = \frac{\langle j | q_e \mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_k \mathbf{E}_{0,k} | i \rangle}{\hbar} \quad (2.20)$$

avec Ω_{jk} la pulsation de Rabi entre les niveaux i et j lors de l'interaction avec le champ classique $\mathbf{E}_k = \mathbf{E}_{0,k} \boldsymbol{\epsilon}_k \cos(\omega_R t - k_k z)$ des lasers Raman $k = 1, 2$, et avec q_e la charge de l'électron et \mathbf{r} la position de l'électron de valence par rapport au centre de masse de l'atome.

Les états propres du système peuvent s'écrire à tout instant :

$$|\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle = c_g(t) e^{-i\omega_g t} |g\rangle + c_e(t) e^{-i\omega_e t} |e\rangle \quad (2.21)$$

où la normalisation impose que $|c_e(t)|^2 + |c_g(t)|^2 = 1$.

Lorsque l'on injecte la fonction d'onde atomique dans l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle = (H_{\text{at}} + H_{\text{I}}) |\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle \quad (2.22)$$

on obtient le système d'équations couplées suivant :

$$\begin{cases} i\dot{c}_{\text{g}}(t) = \frac{\Omega_{\text{eg}}^*}{2} e^{i(\delta t + \phi)} c_{\text{e}}(t) \\ i\dot{c}_{\text{e}}(t) = \frac{\Omega_{\text{eg}}}{2} e^{-i(\delta t + \phi)} c_{\text{g}}(t) \end{cases} \quad (2.23)$$

où $\delta = \omega_{\text{R}} - \omega_{\text{HFS}}$ est le désaccord de résonance de la fréquence effective des lasers Raman.

Ce système est analogue à celui présenté dans [Ramsey, 1950] et sa résolution conduit à l'évolution temporelle du système au travers de la matrice de transfert $M(t_0, \tau, \Omega_{\text{R}}, \delta, \phi)$:

$$\begin{pmatrix} c_{\text{g}}(t_0 + \tau) \\ c_{\text{e}}(t_0 + \tau) \end{pmatrix} = M(t_0, \tau, \Omega_{\text{R}}, \delta, \phi) \begin{pmatrix} c_{\text{g}}(t_0) \\ c_{\text{e}}(t_0) \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

où t_0 est l'instant initial, τ la durée du temps d'évolution, Ω_{R} la pulsation de Rabi généralisée définie un peu plus loin, et ϕ la phase initiale. Cette équation peut se ré-écrire sous la forme :

$$|\Psi(t)\rangle = M(t_0, \tau, \Omega_{\text{R}}, \delta, \phi) |\Psi_0\rangle \quad (2.25)$$

avec l'état initial $|\Psi_0\rangle = \begin{pmatrix} c_{\text{g}}(t_0) \\ c_{\text{e}}(t_0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ dans nos conditions de préparation des atomes.

La résolution du système d'équations couplées 2.23 permet d'obtenir la matrice de transfert [Le Gouët, 2008] [Gauguet, 2008] :

$$M(t_0, \tau, \Omega_{\text{R}}, \delta, \phi) = \begin{pmatrix} \left[\cos\left(\frac{\Omega_{\text{R}}\tau}{2}\right) + i\frac{\delta}{\Omega_{\text{R}}} \sin\left(\frac{\Omega_{\text{R}}\tau}{2}\right) \right] e^{-i(\delta+2\omega_{\text{e}})\tau/2} & -i\frac{\Omega_{\text{eg}}}{\Omega_{\text{R}}} \sin\left(\frac{\Omega_{\text{R}}\tau}{2}\right) e^{-i[(\delta-2\omega_{\text{e}})\tau/2+\delta t_0+\phi]} \\ -i\frac{\Omega_{\text{eg}}}{\Omega_{\text{R}}} \sin\left(\frac{\Omega_{\text{R}}\tau}{2}\right) e^{i[(\delta-2\omega_{\text{g}})\tau/2+\delta t_0+\phi]} & \left[\cos\left(\frac{\Omega_{\text{R}}\tau}{2}\right) - i\frac{\delta}{\Omega_{\text{R}}} \sin\left(\frac{\Omega_{\text{R}}\tau}{2}\right) \right] e^{i(\delta-2\omega_{\text{g}})\tau/2} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

où l'on définit l'expression de la pulsation de Rabi généralisée, $\Omega_{\text{R}} = \sqrt{\Omega_{\text{eg}}^2 + \delta^2}$.

On en déduit les matrices usuelles en optique atomique :

- pour une impulsion π de durée τ_{Ram} définie telle que $\Omega_{\text{R}} \tau_{\text{Ram}}\pi = \pi$, la matrice de transfert devient $M_{\pi}(t_0, \tau_{\text{Ram}}\pi, \Omega_{\text{R}}, \delta, \phi)$;
- pour une impulsion $\pi/2$ de durée τ_{Ram} définie telle que $\Omega_{\text{R}} \tau_{\text{Ram}}\pi/2 = \pi/2$, la matrice de transfert devient $M_{\pi/2}(t_0, \tau_{\text{Ram}}\pi/2, \Omega_{\text{R}}, \delta, \phi)$ avec $\tau_{\text{Ram}}\pi/2 = \tau_{\text{Ram}}\pi/2$;
- et enfin pour une évolution libre de durée T , la matrice de transfert devient $M_{\text{T}}(t_0, T, 0, \delta, \phi)$.

Pour remonter aux mesures accessibles expérimentalement lors de la détection des populations dans les deux niveaux hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$, on détermine la probabilité de transition :

$$P_e = \frac{|c_e(t)|^2}{|c_g(t)|^2 + |c_e(t)|^2} = |c_e(t)|^2. \quad (2.27)$$

Ayant déterminé ces matrices d'évolution et connaissant l'état initial du système, il est possible de déterminer l'évolution du système pour une séquence quelconque d'impulsions Raman. En particulier, pour une impulsion Raman unique, on retrouve sur la figure 2.4 les oscillations de Rabi entre deux niveaux couplés en balayant la durée de l'impulsion Raman τ_{Ram} , ainsi que le sinus cardinal de la transformée de Fourier de l'impulsion carrée Raman en balayant le désaccord des Raman $\delta = \omega_{R1} - \omega_{R2} - \omega_{\text{HFS}}$.

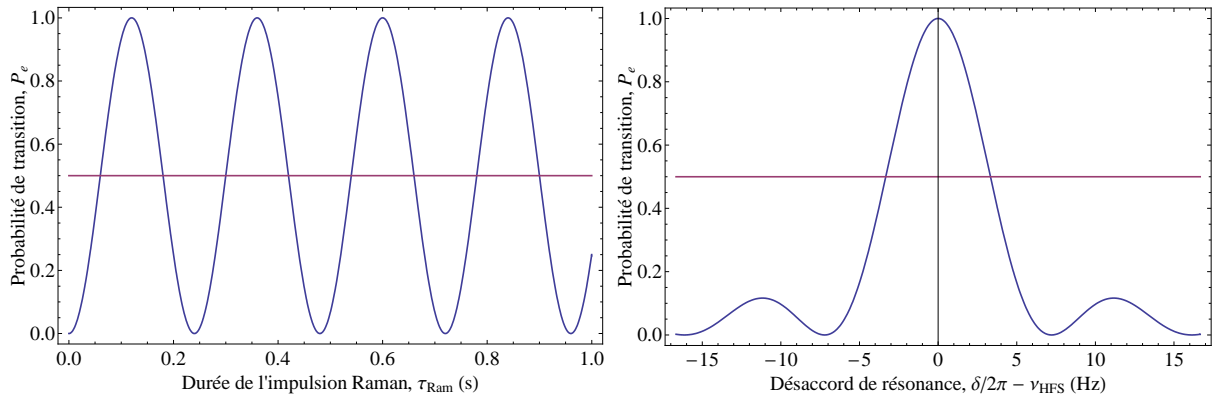


FIG. 2.4 – À gauche : Oscillations de Rabi entre les deux niveaux d'énergie de l'atome en fonction de la durée d'application des Raman à l'origine du couplage entre ces deux niveaux, pour $\delta = 0$ Hz. À droite : Transformée de Fourier de l'impulsion Raman carrée de durée $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, avec la signature du sinus cardinal caractéristique lors du balayage du désaccord des Raman $\delta = \omega_{R1} - \omega_{R2} - \omega_{\text{HFS}}$. Résultats obtenus pour $\Omega_R/2\pi = 4,2$ Hz pour $\delta = 0$.

On peut aussi définir la largeur à mi-hauteur de la transformée de Fourier de l'impulsion Raman. On obtient pour la demi-largeur à mi-hauteur d'un sinus cardinal $\delta\nu/2 \simeq \frac{0,44}{\tau} = 1/(2,72 \tau)$ et donc une largeur à mi-hauteur de $\delta\nu = 1/(1,36 \tau)$. La valeur 0,44 provient de la norme du sinus cardinal carrée à mi-hauteur :

$$\left| \frac{\sin(\pi\nu\tau)}{\pi\nu} \right|^2 = 0,5 \Leftrightarrow \nu = \pm 0,44 \text{ Hz, pour } \tau = 1 \text{ s.} \quad (2.28)$$

2.2.2 Effet tunnel induit

On introduit à présent les états externes de l'atome dans le réseau périodique dans la modélisation de leur interaction avec les faisceaux Raman. Il est important de noter que les atomes étant piégés dans le réseau, la modification de leur état externe n'induit pas une modification de leur impulsion comme pour les atomes en chute libre. La quantité de mouvement initiale et finale des atomes dans le réseau avant et après l'impulsion Raman est la même.

Atome à deux niveaux dans un réseau en interaction avec un champ classique :

En tenant compte du réseau, l'Hamiltonien est à présent défini par [Péligon, 2012] :

$$H = H_{\text{at}} + H_{\text{WS}} + H_{\text{I}} \quad (2.29)$$

avec

$$\begin{aligned} H_{\text{at}} &= \hbar\omega_g |g\rangle \langle g| + \hbar\omega_e |e\rangle \langle e| \\ H_{\text{WS}} &= -\frac{\hbar^2}{2m_{\text{Rb}}} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{U_{\text{lattice}}}{2} [1 - \cos(2k_{\text{lattice}}z)] - m_{\text{Rb}}gz \\ H_{\text{I}} &= \hbar\Omega_{\text{eg}} \cos(\omega_R t - k_{\text{eff}}z) |e\rangle \langle g| + h.c. \end{aligned}$$

Le terme d'interaction dû aux Raman permet le couplage entre les états internes $|i\rangle$ (avec $i = g$ ou e) et externes $|\psi_{b,m}\rangle$ (avec b l'indice de bande et m l'indice de puits) de l'atome dans le réseau. On projette donc les pseudo-états propres du système sur la base des états internes et externes :

$$|\psi_{b,m}, i\rangle = |\psi_{b,m}\rangle \otimes |i\rangle \quad (2.30)$$

Sous une forme générale considérant les transitions inter-bandes, les fonction d'onde du système peuvent être décomposées sur une base d'états propres :

$$|\Psi_{\text{at}}(t)\rangle = \sum_{b,m} \left[c_m^g(t) e^{-i\frac{E_{b,m}}{\hbar}t} |\psi_{b,m}, g\rangle + c_m^e(t) e^{-i\frac{E_{b,m} + \hbar\omega_{\text{HFS}}}{\hbar}t} |\psi_{b,m}, e\rangle \right] \quad (2.31)$$

où $E_{b,m}$ correspond aux niveaux d'énergie dans l'échelle de Wannier-Stark. Si l'on se restreint à une décomposition sur les états d'une seule bande de Bloch, la somme selon b ne contient alors qu'un seul terme et l'on ne somme que sur m . Dans ce cas, les énergies propres sont données par : $E_{b,m} = \bar{\epsilon}_b + m \times \hbar\omega_B$.

L'interaction avec les Raman peut être déterminée en résolvant l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi_{\text{at}}(t)\rangle = (H_{\text{at}} + H_{\text{WS}} + H_{\text{I}}) |\Psi_{\text{at}}(t)\rangle. \quad (2.32)$$

On obtient alors les équations couplées :

$$\begin{cases} i\dot{c}_m^g(t) = \sum_{m'} \Omega_{eg}^* \langle \psi_{b,m} | \cos(\omega_R t - k_{\text{eff}} z) | \psi_{b,m'} \rangle e^{-i(\frac{E_{b,m'} - E_{b,m} + \hbar\omega_{\text{HFS}}}{\hbar} t + \phi)} c_{m'}^e(t) \\ i\dot{c}_m^e(t) = \sum_{m'} \Omega_{eg} \langle \psi_{b,m} | \cos(\omega_R t - k_{\text{eff}} z) | \psi_{b,m'} \rangle e^{i(\frac{E_{b,m} - E_{b,m'} + \hbar\omega_{\text{HFS}}}{\hbar} t + \phi)} c_{m'}^g(t) \end{cases} \quad (2.33)$$

qui lorsque l'on développe les termes en cosinus deviennent [Péligon, 2012] :

$$\begin{cases} i\dot{c}_m^g(t) = \sum_{m'} \frac{\Omega_{eg}^*}{2} \langle \psi_{b,m} | e^{-ik_{\text{eff}} z} | \psi_{b,m'} \rangle e^{i(\delta' t + \phi)} c_{m'}^e(t) \\ i\dot{c}_m^e(t) = \sum_{m'} \frac{\Omega_{eg}}{2} \langle \psi_{b,m} | e^{ik_{\text{eff}} z} | \psi_{b,m'} \rangle e^{-i(\delta' t + \phi)} c_{m'}^g(t) \end{cases} \quad (2.34)$$

où l'on a défini le désaccord de résonance $\delta' = \omega_R - \omega_{\text{HFS}} + \frac{E_{b,m} - E_{b,m'}}{\hbar} = \omega_R - \omega_{\text{HFS}} - \Delta m \times \omega_B$ dans le cas de transitions intra-bande de Bloch, avec la séparation inter-puits $\Delta m = m' - m$.

La résolution des équations différentielles couplées 2.34 permet d'obtenir l'évolution des états $|\psi_{b,m}, i\rangle$ du système composé des atomes piégés dans le réseau en interaction avec les faisceaux Raman. On en déduit alors la probabilité de transition :

$$P_e = \sum_m | \langle \psi_{b,m}, e | \Psi_{\text{at}}(t) \rangle |^2 = \sum_m | c_m^e(t) |^2. \quad (2.35)$$

Deux méthodes sont envisageables pour effectuer la simulation des résonances de Wannier-Stark dans le réseau :

- une première méthode s'inspire des matrices de passage $M(t_0, \tau, \Omega_R, \delta, \phi)$ développée pour le modèle de l'atome à deux niveaux en interaction avec le champ électromagnétique effectif des Raman (voir équation 2.26). On ne considère alors que le couplage entre deux niveaux de Wannier-Stark, ce qui permet de modéliser cette interaction sous la forme d'une matrice 2×2 . Celle-ci s'écrit alors $M'(t_0, \tau_{\text{Ram}}, \Omega_{\Delta m}, \delta', \phi)$, où $\Omega_{\Delta m}$ est la pulsation de Rabi pour la transition Δm , et sera décrite plus en détail plus loin. Cette méthode n'est valable que pour des impulsions Raman dont le profil de Rabi est inférieur à la fréquence de Bloch, de manière à ce que chaque impulsion ne couple qu'un seul niveau excité. Cela se traduit par la condition : $2/(\tau_{\text{Ram}}) < \nu_B$, où le terme de gauche traduit la largeur totale de l'impulsion entre les deux premières annulations du sinus cardinal, pour une impulsion telle que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$. L'intérêt de cette méthode réside dans le gain de temps pour effectuer le calcul, permettant ainsi d'inclure des inhomogénéités de la fréquence de résonance δ' dans le calcul, tel que dans la partie sur les effets perturbateurs.

- une seconde méthode consiste à décrire la fonction d'onde atomique $|\Psi_{\text{at}}(t)\rangle$ sur une base d'états propres menant aux états de Wannier-Stark. Puis on résout numériquement les équations couplées 2.34. Cette méthode est plus générale mais nécessite *a priori* de résoudre un système d'un nombre infini d'équations différentielles couplées. On peut cependant restreindre le problème à un nombre fini, compte tenu de la décroissance rapide des couplages avec Δm . Par exemple, pour effectuer la modélisation de l'interféromètre Multi-ondes, il est préférable de considérer 5 états externes au minimum ayant chacun deux états internes, ce qui induit un système de 10 équations différentielles couplées à 10 inconnues pour définir l'évolution du système durant une seule impulsion. De plus, cette méthode est sujette à d'importants effets de bord et ne peut être employée que pour des transitions Δm proches de la résonance hyperfine, selon le nombre d'états externes inclus dans la simulation. Dans l'exemple présenté, pour éviter les effets de bord, le calcul n'est valable que pour des profondeurs assez élevées, pour lesquelles les couplages $\Delta m > 2$ sont négligeables.

Par exemple en considérant 5 états externes, le système d'équations couplées à coefficients constants 2.34 à résoudre lors d'une impulsion Raman unique est décrit par :

$$\begin{aligned}
 \text{i} \begin{pmatrix} \dot{c}_{-2}^g(t) \\ \dot{c}_{-1}^g(t) \\ \dot{c}_0^g(t) \\ \dot{c}_1^g(t) \\ \dot{c}_2^g(t) \\ \dot{c}_{-2}^e(t) \\ \dot{c}_{-1}^e(t) \\ \dot{c}_0^e(t) \\ \dot{c}_1^e(t) \\ \dot{c}_2^e(t) \end{pmatrix} &= \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \delta'_{-2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta'_{-1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \delta'_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \delta'_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \delta'_2 \\ \Omega_0 e^{-i\phi} & \Omega_{-1} e^{-i\phi} & \Omega_{-2} e^{-i\phi} & \Omega_{-3} e^{-i\phi} & \Omega_{-4} e^{-i\phi} \\ \Omega_1 e^{-i\phi} & \Omega_0 e^{-i\phi} & \Omega_{-1} e^{-i\phi} & \Omega_{-2} e^{-i\phi} & \Omega_{-3} e^{-i\phi} \\ \Omega_2 e^{-i\phi} & \Omega_1 e^{-i\phi} & \Omega_0 e^{-i\phi} & \Omega_{-1} e^{-i\phi} & \Omega_{-2} e^{-i\phi} \\ \Omega_3 e^{-i\phi} & \Omega_2 e^{-i\phi} & \Omega_1 e^{-i\phi} & \Omega_0 e^{-i\phi} & \Omega_{-1} e^{-i\phi} \\ \Omega_4 e^{-i\phi} & \Omega_3 e^{-i\phi} & \Omega_2 e^{-i\phi} & \Omega_1 e^{-i\phi} & \Omega_0 e^{-i\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{-2}^g(t) \\ c_{-1}^g(t) \\ c_0^g(t) \\ c_1^g(t) \\ c_2^g(t) \\ c_{-2}^e(t) \\ c_{-1}^e(t) \\ c_0^e(t) \\ c_1^e(t) \\ c_2^e(t) \end{pmatrix} \\
 &\quad \begin{pmatrix} \Omega_0 e^{i\phi} & \Omega_{-1} e^{i\phi} & \Omega_{-2} e^{i\phi} & \Omega_{-3} e^{i\phi} & \Omega_{-4} e^{i\phi} \\ \Omega_1 e^{i\phi} & \Omega_0 e^{i\phi} & \Omega_{-1} e^{i\phi} & \Omega_{-2} e^{i\phi} & \Omega_{-3} e^{i\phi} \\ \Omega_2 e^{i\phi} & \Omega_1 e^{i\phi} & \Omega_0 e^{i\phi} & \Omega_{-1} e^{i\phi} & \Omega_{-2} e^{i\phi} \\ \Omega_3 e^{i\phi} & \Omega_2 e^{i\phi} & \Omega_1 e^{i\phi} & \Omega_0 e^{i\phi} & \Omega_{-1} e^{i\phi} \\ \Omega_4 e^{i\phi} & \Omega_3 e^{i\phi} & \Omega_2 e^{i\phi} & \Omega_1 e^{i\phi} & \Omega_0 e^{i\phi} \\ \delta'_{-2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta'_{-1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \delta'_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \delta'_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \delta'_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{-2}^g(t) \\ c_{-1}^g(t) \\ c_0^g(t) \\ c_1^g(t) \\ c_2^g(t) \\ c_{-2}^e(t) \\ c_{-1}^e(t) \\ c_0^e(t) \\ c_1^e(t) \\ c_2^e(t) \end{pmatrix} \quad (2.36)
 \end{aligned}$$

où l'on utilise $\delta'_{\Delta m} = \omega_R - \omega_{\text{HFS}} - \Delta m \times \omega_B$ et le couplage inter-puits $\Omega_{\Delta m}$ décrit un peu plus loin. La résolution de ce système donne les coefficients $c_m^i(t_f)$ à partir des conditions initiales à $t = t_i$, qui permettent ensuite de remonter à la probabilité de transition $P_e = \sum_m |c_m^e(t_f)|^2$.

Nous nous servons de la méthode des matrices de passage pour la modélisation de la spectroscopie Raman n'utilisant qu'une seule impulsion Raman, ainsi que pour la modélisation de l'interféromètre Ramsey-Raman. Tandis que la résolution du système d'équations couplées sera employée pour les interféromètres Accordéon et Multi-ondes. Cependant il est possible d'obtenir des résultats équivalents pour la modélisation de la spectroscopie et de l'interféromètre Ramsey-Raman au moyen de la résolution du système d'équations couplées.

On retrouve sur la figure 2.5 les sinus cardinaux de la transformée de Fourier de l'impulsion carrée Raman présents à chacune des résonances avec la fréquence de Bloch $\omega_R - \omega_{\text{HFS}} = \Delta m \times \omega_B$, avec des profils Rabi ayant une largeur à mi-hauteur de $\delta\nu = 1/(1,36 \tau_{\text{Ram}})$. Les oscillations de Rabi pour chacune des résonances sont aussi visibles en balayant la durée de l'impulsion Raman τ_{Ram} . Comme attendu d'après le couplage de chacune des transitions Δm , on obtient des fréquences de Rabi différentes selon la transition Δm considérée.

On remarque la sélectivité du transport atomique dans le réseau en fonction de la différence de fréquence des Raman, représenté par les courbes de résonance à chaque fréquence de Bloch, qui est directement issue de la conservation de l'énergie lors de l'interaction de nos atomes piégés dans le réseau périodique avec les impulsions Raman.

Conditions pour un couplage intra-bande de Bloch optimal :

Le transport atomique dans le réseau optique est rendu possible par le couplage entre les différents puits de la même bande de Bloch, que nous avons pu observer lors des différentes résonances de la fréquence de Bloch de la figure 2.5. Aussi nous allons nous intéresser à la description des conditions d'obtention d'un couplage intra-bande de Bloch permettant un transfert efficace. On représente sur la figure 2.6 ce couplage dans l'échelle de Wannier-Stark dont la force est définie à partir des équations 2.34 par :

$$\Omega_{\Delta m} = \frac{\Omega_{\text{eg}}}{2} \left\langle \psi_{b,m} | e^{-ik_{\text{eff}}z} | \psi_{b,m+\Delta m} \right\rangle \quad (2.37)$$

si l'on se place dans un puits m quelconque. Ce couplage intra-bande peut s'interpréter comme une pondération du couplage en l'absence du réseau Ω_{eg} qui dépend du recouvrement des fonc-

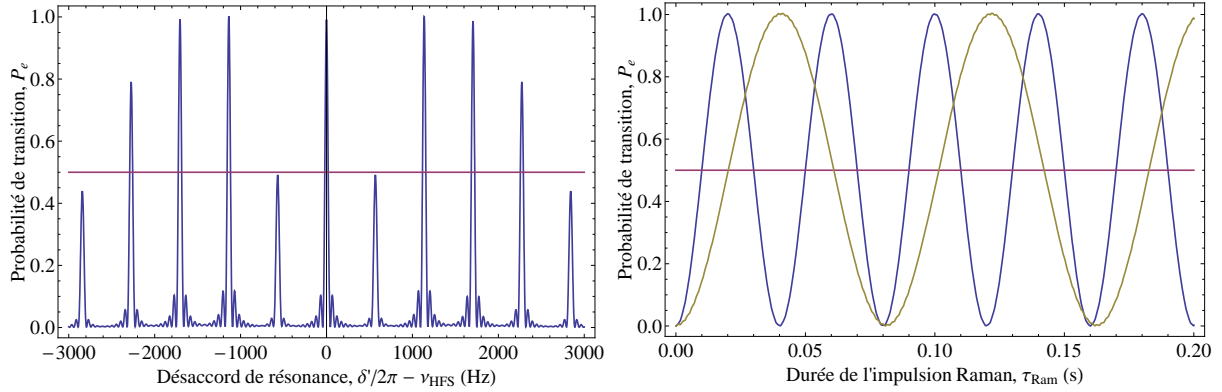


FIG. 2.5 – À gauche : Transformée de Fourier de l'impulsion Raman carrée de durée $\tau_{\text{Ram}} = 20$ ms, on observe la présence des différentes résonances avec la fréquence de Bloch lors du balayage du désaccord des Raman $\nu_R - \nu_{\text{HFS}} = \Delta m \times \nu_B$ pour une profondeur du réseau de $U_{\text{lattice}} = 4,5 E_T$. À droite : Oscillations de Rabi entre les états internes de l'atome situés dans des puits voisins en fonction de la durée d'application des Raman, pour $\delta' = 2\omega_B$ en bleu et $\delta' = \omega_B$ en jaune foncé. Résultats obtenus pour $\Omega_{\Delta m=\pm 2}/2\pi = 25$ Hz, $t_0 = 0$ et $\phi = 0$.

tions d'onde atomique $|\psi_{b,m}\rangle$ entre différents puits séparés d'un nombre Δm de puits. Comme l'étalement des fonctions d'onde atomique $|\psi_{b,m}\rangle$ dépend de la profondeur du réseau, la force du couplage en dépend aussi (voir figure 2.2). Aussi on s'attend à une dépendance du couplage en fonction de la profondeur du réseau. Un calcul de cette dépendance du recouvrement des fonctions d'onde selon la profondeur du réseau a été effectuée dans [Péligon, 2012], où celui-ci dépend des valeurs en énergie de la bande de Bloch considérée $\epsilon_{b,q}$ qui elles-mêmes dépendent de la profondeur du réseau (voir équations 2.11 et 2.8).

Le résultat du couplage selon la transition inter-puits et la profondeur est représenté dans la figure 2.7 [Pereira Dos Santos *et al.*, 2009], et est aussi comparé à des mesures expérimentales. Les résultats théoriques ont été obtenus par résolution numérique de l'équation 2.37, pour une longueur d'onde du réseau de $\lambda_{\text{lattice}} = 532$ nm et une longueur d'onde d'interrogation $\lambda_{\text{Ram}} = 780$ nm. Lorsque l'on mesure la fréquence de Rabi en fonction de la profondeur du réseau et de la transition Δm , on trouve un bon accord entre cette résolution numérique de l'équation et les mesures expérimentales. La mesure de la fréquence de Rabi est effectuée en enregistrant l'évolution de la probabilité de transition en fonction de la durée d'une impulsion Raman τ_{Ram} à résonance sur la transition Δm considérée et pour une profondeur U_{lattice} donnée (tel que sur la partie droite de la figure 2.5). La profondeur est ensuite déduite du rapport des forces de raies lors du balayage du désaccord Raman δ' sur la totalité des résonances de Bloch visibles dans

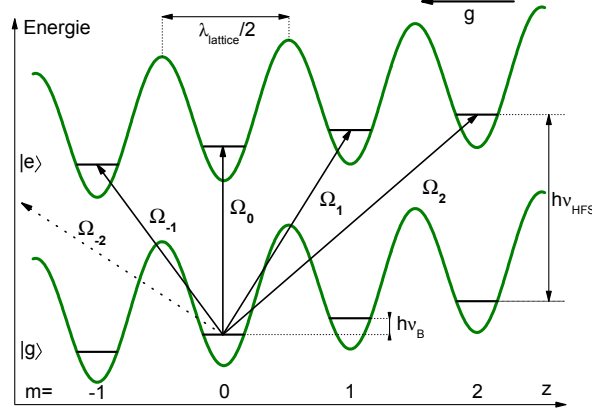


FIG. 2.6 – Échelle de Wannier-Stark, où chacun des niveaux d'énergie dans un puits m du réseau est séparé de celui de son voisin par la fréquence de Bloch ν_B . Le couplage intra-bande de Bloch $\Omega_{\Delta m}$ est aussi représenté.

le spectre (tel que sur la partie gauche de la figure 2.5). En effet, pour une profondeur donnée on obtient des forces de raies caractéristiques pour chacune des transitions, dont l'amplitude relative des unes par rapport aux autres est définie par la partie gauche de la figure 2.7.

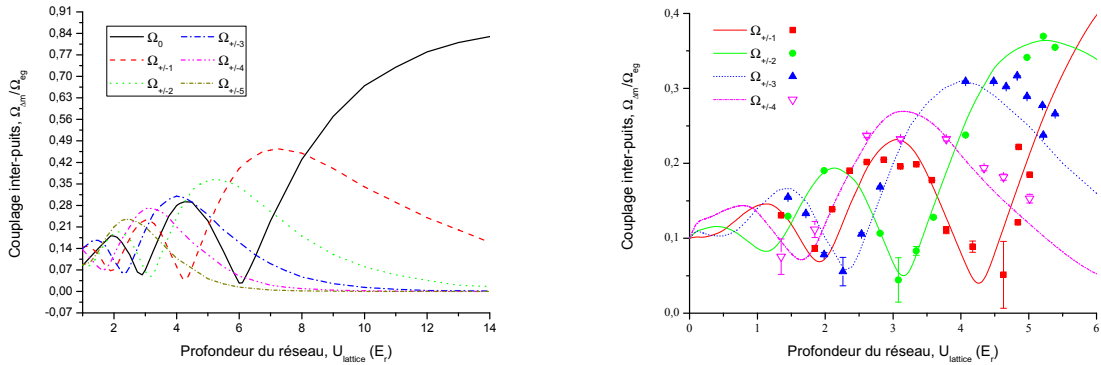


FIG. 2.7 – À gauche : Couplage inter-puits $\Omega_{\Delta m}$ dans la bande de Bloch fondamentale en fonction de la profondeur du réseau U_{lattice} et en fonction de la transition inter-bande Δm , calculé pour une longueur d'onde du réseau de $\lambda_{\text{lattice}} = 532$ nm et une longueur d'onde d'interrogation $\lambda_{\text{Ram}} = 780$ nm. Le couplage est renormalisé par rapport au couplage en l'absence de réseau $\Omega_{\Delta m}/\Omega_{\text{eg}}$. À droite : Comparaison théorie-expérience. Les mesures expérimentales sont représentées par des points dont les différentes couleurs correspondent à des transitions inter-puits ayant une séparation Δm différentes.

En outre, la force de couplage est dépendante des longueurs d'onde des lasers réalisant le réseau et l'interrogation des atomes [Tackmann *et al.*, 2011]. Le laser d'interrogation est fixé

par le choix des atomes, bien qu'il soit possible d'incliner par rapport à la verticale les deux lasers Raman d'un angle opposé, ce qui modifie la composante de l'impulsion effective k_{eff} le long de la verticale lors de sa projection, tout en conservant la direction du vecteur effectif. En ce qui concerne la longueur d'onde du réseau λ_{lattice} , une étude a été nécessaire afin de déterminer le choix de longueur d'onde qui permet un couplage optimal.

En effectuant différentes simulations du couplage en fonction de la profondeur et de la longueur d'onde du réseau (voir figure 2.8), on remarque que la force de couplage est plus faible pour des longueurs d'onde de $\lambda_{\text{lattice}} = 800$ nm et $\lambda_{\text{lattice}} = 1064$ nm que pour celle de $\lambda_{\text{lattice}} = 532$ nm, particulièrement lorsque la distance inter-puits Δm augmente. On ne retrouve plus les oscillations présentes pour la longueur d'onde de $\lambda_{\text{lattice}} = 532$ nm. Le choix de ces différentes longueurs d'onde (532 nm et 1064 nm) est déterminé par l'existence de laser de puissance à ces longueurs d'onde, tandis que celui de 800 nm est motivé par la proximité de la résonance atomique nécessitant une puissance moindre pour un piégeage équivalent. L'intérêt est de pouvoir piéger les atomes dans un réseau ayant une largeur de faisceau suffisamment grande pour éviter des effets systématiques supplémentaires, tels que des gradients d'intensité qui induiront des forces parasites sur les atomes.

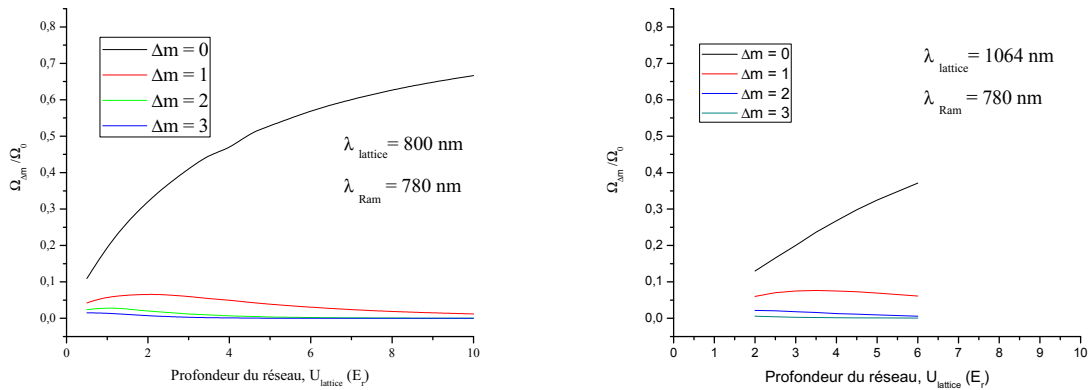


FIG. 2.8 – À gauche : Couplage inter-puits $\Omega_{\Delta m}$ dans la bande de Bloch fondamentale en fonction de la profondeur du réseau U_{lattice} et en fonction de la transition inter-bande Δm , calculé pour une longueur d'onde du réseau de $\lambda_{\text{lattice}} = 800$ nm et une longueur d'onde d'interrogation $\lambda_{\text{Ram}} = 780$ nm. À droite : Couplage inter-puits $\Omega_{\Delta m}$ dans la bande de Bloch fondamentale en fonction de la profondeur du réseau U_{lattice} et en fonction de la transition inter-bande Δm , calculé pour une longueur d'onde du réseau de $\lambda_{\text{lattice}} = 1064$ nm et une longueur d'onde d'interrogation $\lambda_{\text{Ram}} = 780$ nm.

La partie gauche de la figure 2.9 présente le couplage des transitions inter-puits en fonction de la profondeur pour une longueur d'onde d'interrogation de $\lambda_{\text{Ram}} = 1600$ nm, correspondant à un angle de 60° par rapport à la verticale. On retrouve une force de couplage d'une vingtaine de % pour des transitions Δm supérieure à 2 et pour une faible profondeur. De plus, on s'aperçoit sur la partie droite de la figure 2.9 que la force de couplage des différentes transitions Δm varie peu en fonction de la longueur d'onde des faisceaux d'interrogation.

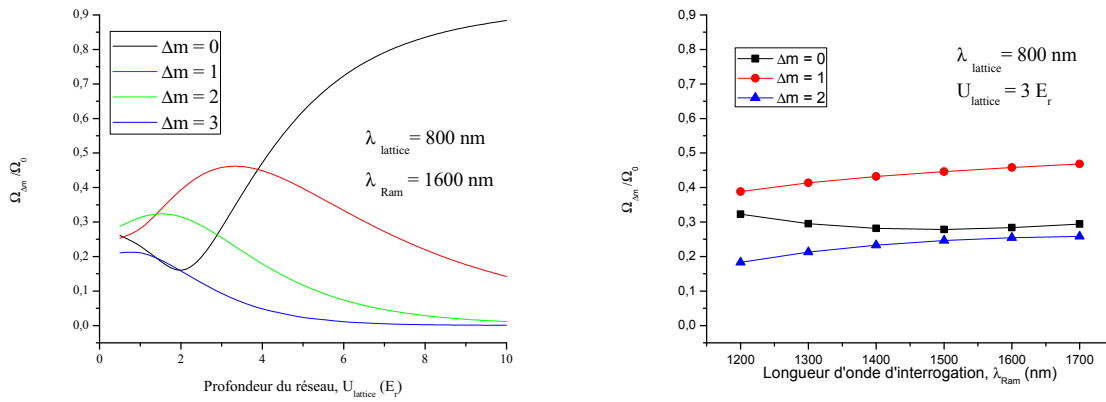


FIG. 2.9 – À gauche : Couplage inter-puits $\Omega_{\Delta m}$ dans la bande de Bloch fondamentale en fonction de la profondeur du réseau U_{lattice} et en fonction de la transition inter-bande Δm , calculé pour une longueur d'onde du réseau de $\lambda_{\text{lattice}} = 800$ nm et une longueur d'onde d'interrogation $\lambda_{\text{Ram}} = 1600$ nm. À droite : Couplage inter-puits $\Omega_{\Delta m}$ dans la bande de Bloch fondamentale en fonction de la longueur d'onde d'interrogation λ_{Ram} et en fonction de la transition inter-bande Δm , calculé pour une longueur d'onde du réseau de $\lambda_{\text{lattice}} = 800$ nm et une profondeur du réseau $U_{\text{lattice}} = 3 E_r$.

Choix final de la longueur d'onde du réseau :

Dans notre expérience, nous nous intéressons à la mesure de la fréquence de Bloch. Aussi dans cette optique une mesure spectroscopique sur des transitions Δm éloignées aura une meilleure sensibilité, ce qui implique d'utiliser de faibles profondeurs du réseau. Cette configuration alternative avec un réseau à $\lambda_{\text{lattice}} = 800$ nm aurait pu être intéressante. Cependant le temps de vie dans le piège est aussi un élément à considérer dans le rapport signal-à-bruit de la mesure. Or la principale limitation du temps de vie des atomes dans un réseau peu profond est due aux fuites d'atomes par effet Landau-Zener r_{LZ} , où les atomes sortent du piège par transitions successives dans les différentes bandes de Bloch. En effet, les états de Wannier-Stark ne sont pas exactement des états propres du système et sont donc des états métastables. Une autre interprétation de

l'effet Landau-Zener est décrite par la perte d'atomes par effet tunnel entre les différentes bandes de Bloch, jusqu'à ce que l'énergie cinétique des atomes soit bien supérieure à l'énergie potentielle de piégeage du réseau. Le temps de vie limité par l'effet Landau-Zener est donc proportionnel à $1/r_{\text{LZ}}$. La formule de Landau-Zener permet d'obtenir les taux de transitions entre différentes bandes du réseau et s'exprime par [Niu *et al.*, 1996] [Péligsson, 2012] [Péligsson *et al.*, 2013]:

$$r_{\text{LZ}} = \alpha e^{-\frac{\alpha_c}{\alpha}} \quad (2.38)$$

où $\alpha = m_a^2 g / \hbar^2 k_{\text{lattice}}^3$ est l'accélération sans dimension due au réseau vertical et $\alpha_c = \pi \Delta^2 / K$ est l'accélération critique avec $K = p/2$ le nombre d'onde de la diffusion de Bragg vers la transition $|\bar{\epsilon}_b\rangle \rightarrow |\bar{\epsilon}_{b+p}\rangle$ et $\Delta = \epsilon_{b,q} - \epsilon_{b+p,q}$ est la différence d'énergie entre deux bandes voisines (dans notre cas $p = 1$ pour $q = -1, 0$, ou 1 selon la bande de Bloch b). Le taux de perte par effet Landau-Zener définit ainsi la limite théorique du temps de vie $\tau_{\text{LZ}} = 1/r_{\text{LZ}}$ des atomes dans les différentes bandes de Bloch.

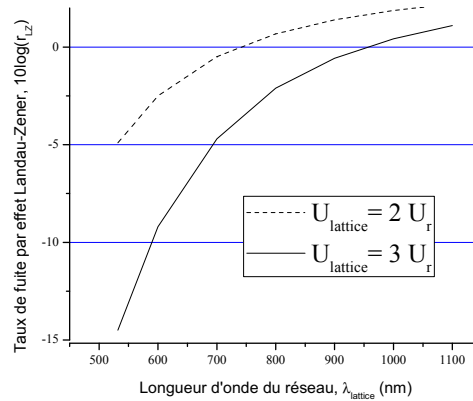


FIG. 2.10 – Taux de fuite par effet Landau-Zener r_{LZ} , limitant le temps de vie des atomes dans le réseau, en fonction de la longueur d'onde du réseau λ_{lattice} .

On remarque sur la figure 2.10 que le taux de fuite diminue lorsque l'on diminue la longueur d'onde du réseau et lorsque l'on augmente la profondeur. On s'aperçoit donc que pour avoir le plus grand nombre d'atomes dans le réseau et un couplage relativement important tout en gardant une faible profondeur, le choix d'une longueur d'onde de réseau de $\lambda_{\text{lattice}} = 532$ nm est le plus approprié.

Importance de l'impulsion effective de la transition :

Selon le type de transition appliquée aux atomes, la modification d'état externe ne sera pas

toujours rendu possible. Voyons le cas de transitions Raman co-propageantes ou de transitions micro-onde par exemple. D'après l'expression du couplage inter-puits, on voit que la force de couplage va être dépendante de l'impulsion effective du champ d'interaction. On peut d'ailleurs ré-écrire le couplage inter-puits sous la forme :

$$\Omega_{\Delta m} = \int_{-\infty}^{\infty} dz \psi_{b,m}^*(z) \psi_{b,m+\Delta m}(z) e^{-ik_{\text{eff}} z}. \quad (2.39)$$

Si l'on considère les ordres de grandeur de chacune des impulsions effectives pour les différentes transitions :

- pour une transition micro-onde, l'impulsion effective est de $k_{\text{MW}} = 143,2 \text{ m}^{-1}$,
- pour une transition Raman co-propageante, l'impulsion effective est de $k_{\text{eff}} = k_{\text{R1}} - k_{\text{R2}} = k_{\text{MW}} = 143,2 \text{ m}^{-1}$,
- pour une transition Raman contra-propageante, l'impulsion effective est de $k_{\text{eff}} = k_{\text{R1}} + k_{\text{R2}} = 1,61 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$.

Celles-ci sont rapportées à la distance caractéristique de déplacement des atomes dans le réseau $\lambda_{\text{lattice}}/2 = 266 \text{ nm}$, ce qui donne :

- pour une transition micro-onde ou Raman co-propageante, $k_{\text{MW}} \lambda_{\text{lattice}}/2 = 3,8 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$,
- pour une transition Raman contra-propageante, $(k_{\text{R1}} + k_{\text{R2}}) \lambda_{\text{lattice}}/2 = 4,3 \text{ m}^{-1}$.

Dans le cas des transitions micro-onde et Raman co-propageante, le terme en exponentielle de l'équation 2.39 se rapproche alors de 1, et le couplage se traduit par un produit scalaire entre deux fonctions orthogonales. Tandis que dans le cas d'une transition contra-propageante, il existe alors un couplage entre ces deux fonctions $\psi_{b,m}(z)$ et $\psi_{b,m+\Delta m}(z)$.

L'évolution selon l'impulsion effective n'est cependant pas rapide, comme on a pu le voir sur la partie droite de la figure 2.9. Ce qui nous invite à conclure que le couplage inter-puits est meilleur lorsque l'impulsion effective k_{eff} est de l'ordre de celle du réseau $k_{\text{lattice}} = 1,18 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$.

2.3 Fréquence de Bloch : mesure de différences de potentiel

La mesure de la fréquence de Bloch ν_B nous permet de remonter à la différence de potentiel entre des puits adjacents. Cette mesure peut être réalisée soit lors de l'utilisation d'une impulsion π Raman longue permettant d'effectuer une mesure spectroscopique de notre système (étudié dans le Chapitre 5), ou soit lors de l'utilisation d'une séquence composite d'impulsions Raman et micro-onde réalisant différents types d'interféromètres atomiques piégés (étudié aussi dans le

Chapitre 5). De la différence de phase de ces interféromètres, on extrait alors la valeur de la fréquence de Bloch.

2.3.1 Loin de toute surface

Si les atomes se situent à une distance suffisamment grande de la surface ($L > 15 \mu\text{m}$), aucune modification du potentiel de pesanteur n'est induite par la surface. L'Hamiltonien du système est simplement celui de l'équation 2.13 et la fréquence de Bloch est donc définie par :

$$\nu_B = \frac{m_{\text{Rb}}}{h} g \frac{\lambda_{\text{lattice}}}{2}. \quad (2.40)$$

Le rapport $\frac{h}{m_{\text{Rb}}}$ est connu avec une exactitude de $6,6 \times 10^{-10}$ en relatif [Bouchendira *et al.* , 2011]. En outre, le laser réalisant l'onde stationnaire du réseau est asservi en fréquence sur la raie hyperfine $a1$ de la raie 1116 $P(52)32 - 0$ de l'iode moléculaire de largeur 10 MHz. Ce qui permet une connaissance de la longueur d'onde du laser du réseau meilleure que 2×10^{-8} en relatif. Ainsi l'incertitude sur la mesure de la fréquence de Bloch peut-elle être directement rapportée à l'incertitude sur la mesure de l'accélération de la pesanteur, g .

Dans cette configuration, notre interféromètre est alors un gravimètre piégé dont la sensibilité obtenue sur la mesure de g pourra être comparée avec les gravimètres piégés et semi-piégés décrits dans [Poli *et al.* , 2011] et [Charrière *et al.* , 2012].

De plus, dans cette salle d'expérimentation a été réalisé un gravimètre en chute libre qui est utilisé actuellement pour la Balance du Watt du LNE [Thomas *et al.* , 2012]. Aussi il nous est possible de comparer la valeur de notre mesure de g avec celle réalisée au même endroit quelques années auparavant [Merlet *et al.* , 2009].

2.3.2 Appliquée à la mesure de Casimir-Polder

Si l'on piège les atomes à proximité de la surface du miroir de rétro-réflexion de l'onde stationnaire, la différence de potentiel entre deux puits va être perturbée par le potentiel d'interaction atome-surface, dominé aux distances d'intérêt par le potentiel de Casimir-Polder. La valeur attendue du potentiel de Casimir-Polder selon le puits considéré est présentée dans le tableau 1.1. La modification induite par ce potentiel sur la fréquence de Bloch a été évaluée dans la thèse de [Pélicon, 2012]. On peut voir sur la figure 2.11 la modification de la valeur des niveaux d'énergie de Wannier-Stark en présence de la surface. Ce calcul a été réalisé en considérant d'une part la condition aux limites du système en présence de la surface, et d'autre part en prenant en compte

la taille finie de l'atome de Rb, fixée à 200 pm pour cette figure. La taille de l'atome de ^{87}Rb est quant à elle estimée entre 235 pm [Slater, 1964] et 265 pm [Clementi *et al.*, 1967].

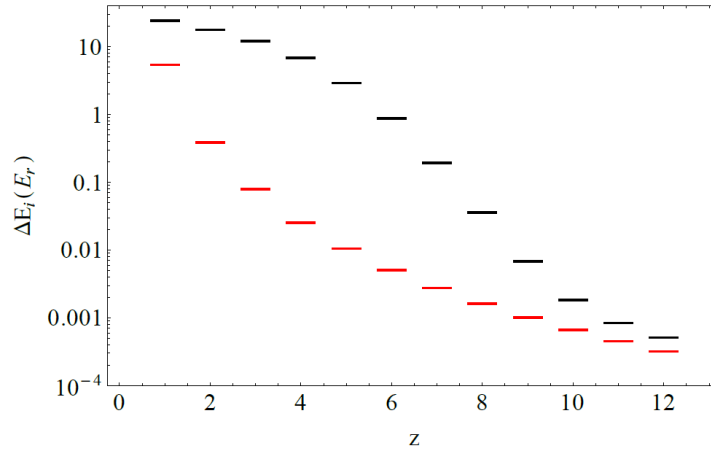


FIG. 2.11 – Modification de l'échelle de niveaux d'énergie dite de Wannier-Stark en présence de la surface, pour une profondeur du réseau de $U_{\text{lattice}} = 3 E_r$. Les niveaux en noir sont ceux calculés en considérant d'une part la condition aux limites du système en présence de la surface, et d'autre part en prenant en compte la taille finie de l'atome de Rb, fixée à 200 pm. Les niveaux en rouge sont ceux attendus à partir de l'interaction de Casimir-Polder, soit pour un point ponctuel situé au centre des puits. La déviation est exprimée en $E_r = 8,1$ kHz et la distance en unité de $\lambda_{\text{lattice}}/2$. Figure extraite de [Péligon, 2012].

En outre, la connaissance précise de la valeur de l'accélération de la pesanteur g dans la salle d'expérimentation obtenue lors de la mesure de 2009 sera indispensable pour une mesure fine de la différence de potentiel due à Casimir-Polder.

2.4 Interféromètres atomiques piégés

Nous allons à présent décrire les différents interféromètres qui seront étudiés dans cette thèse. Pour chacun d'eux, les fonctions d'onde des atomes présents dans le réseau sont séparées de manière cohérente par des impulsions micro-onde ou Raman, puis les différents paquets d'onde sont transportés toujours de manière cohérente vers des puits adjacents où ils passent un certain temps d'évolution libre, avant d'être recombinaés. On obtient alors des franges d'interférences résolues dans les domaines fréquentiel ou temporel qui proviennent de l'étape d'évolution libre réalisée dans des puits différents, ayant une énergie potentielle différente, et faisant donc évoluer la phase à des pulsations différentes.

2.4.1 Ramsey micro-onde

Il s'agit de l'interféromètre réalisé par N. Ramsey avec la méthode de séparation des champs oscillants [Ramsey, 1950], composé de deux impulsions $\pi/2$ micro-onde séparées d'un temps T_{Ramsey} . Les impulsions $\pi/2$ micro-onde permettent de placer les atomes en superposition d'états internes entre $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$, puis de les recombiner après un temps de séparation. Durant ce temps de séparation, les phases de chacun des paquets d'onde dans chacun des deux niveaux hyperfins évoluent [Feynman, 1948] [P. Storey & C. Cohen-Tannoudji, 1994] :

$$\phi = \frac{E_i}{\hbar} T_{\text{Ramsey}} \quad (2.41)$$

où $i = g, e$, $E_g = \hbar\omega_g$ et $E_e = \hbar\omega_e$. Lors de leur interaction avec les champs micro-onde, l'interaction peut être décrite de la même manière que pour un atome à deux niveaux interagissant avec des faisceaux Raman (voir équations 2.23 et 2.24). On obtient alors en présence d'un désaccord micro-onde :

$$\phi_{\text{MW}}(t) = \delta_{\text{MW}} t = (\omega_{\text{MW}} - \omega_{\text{HFS}}) t \quad (2.42)$$

où $\omega_{\text{MW}} = 2\pi\nu_{\text{MW}}$ est la pulsation associée à la fréquence du champ micro-onde ν_{MW} . Ainsi lors de la recombinaison, la différence de phase entre les paquets atomiques correspond à :

$$\Delta\Phi = \phi_{\text{MW}}(0) - \phi_{\text{MW}}(T_{\text{Ramsey}}) = (\omega_{\text{MW}} - \omega_{\text{HFS}}) T_{\text{Ramsey}}. \quad (2.43)$$

Ce qui conduit à des franges d'interférences dans le domaine fréquentiel, situées dans l'enveloppe de Rabi centrée sur la résonance de la fréquence hyperfine ν_{HFS} (voir figure 2.12). Pour la simulation de ces franges, on utilise le formalisme des matrices de transfert 2.26 :

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= M(t_0 + T_{\text{Ramsey}} + \tau_{\text{MW}}/2, \tau_{\text{MW}}/2, \Omega_{\text{R}}, \delta_{\text{MW}}, \phi_0) \\ &\quad \cdot M(t_0 + \tau_{\text{MW}}/2, T_{\text{Ramsey}}, 0, \delta_{\text{MW}}, \phi_0) \\ &\quad \cdot M(t_0, \tau_{\text{MW}}/2, \Omega_{\text{R}}, \delta_{\text{MW}}, \phi_0) |\Psi_0\rangle \end{aligned} \quad (2.44)$$

où l'on a défini $\Omega_{\text{R}} \tau_{\text{MW}} = \pi$. On calcule au final la probabilité de transition :

$$P_e = |\langle e | \Psi(t) \rangle|^2 = \frac{1}{2} (1 - C \cos(\Delta\Phi)). \quad (2.45)$$

Cet interféromètre permet de comparer notre oscillateur micro-onde à la fréquence hyperfine des atomes de ^{87}Rb piégés dans le réseau, mais ne possède pas de couplage vers les puits adjacents du fait de l'utilisation d'impulsions micro-onde. Il s'agit donc d'un interféromètre créant une superposition d'états internes dans le même puits du réseau, que l'on peut utiliser en tant qu'horloge atomique piégée.

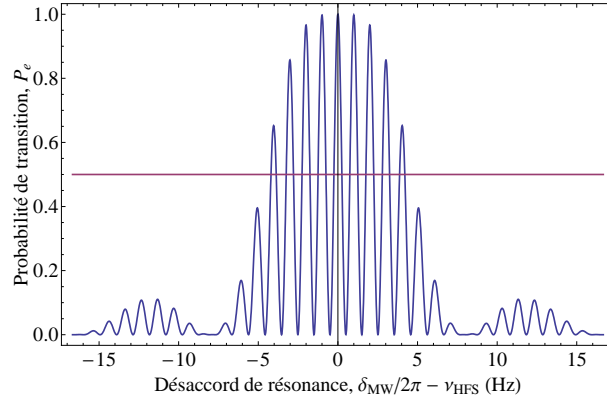


FIG. 2.12 – Franges d’interférences lors d’un interféromètre de Ramsey micro-onde, pour $\tau_{\text{MW}} = 120$ ms, $T_{\text{Ramsey}} = 850$ ms, $\Omega_{\text{R}}/2\pi = 4,2$ Hz pour $\delta = 0$, $t_0 = 0$ et $\phi = 0$.

2.4.2 Ramsey-Raman

Un interféromètre de Ramsey-Raman est semblable à l’interféromètre de Ramsey micro-onde, où il remplace les impulsions $\pi/2$ micro-onde par des impulsions $\pi/2$ Raman (voir figure 5.23). Cependant le couplage existant entre les puits adjacents lors de l’utilisation de transitions Raman contra-propageantes rend possible l’introduction de l’échelle des niveaux de Wannier-Stark dans le traitement de l’interféromètre, ainsi que la fréquence de Bloch dans le déphasage final de l’interféromètre.

Du fait de l’utilisation d’impulsions Raman, cet interféromètre effectue une superposition d’états internes localisés dans des puits adjacents, ce qui représente une séparation spatiale cohérente de quelques micro-mètres.

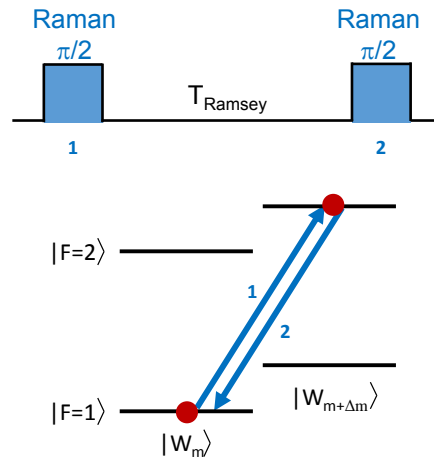


FIG. 2.13 – Schéma de principe de l’interféromètre Ramsey-Raman.

Nous avons décrit deux méthodes permettant la modélisation de l'interaction des lasers Raman avec les atomes dans le réseau. Aussi si l'on considère la méthode utilisant les matrices de transfert appliquées aux transitions Raman, l'évolution du système durant l'interféromètre s'écrit alors sous la forme :

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle = & M'(t_0 + T_{\text{Ramsey}} + \tau_{\text{Ram}}/2, \tau_{\text{Ram}}/2, \Omega_{\text{R}}, \delta'_{\text{Ram}}, \phi_0) \\ & . M'(t_0 + \tau_{\text{Ram}}/2, T_{\text{Ramsey}}, 0, \delta'_{\text{Ram}}, \phi_0) \\ & . M'(t_0, \tau_{\text{Ram}}/2, \Omega_{\text{R}}, \delta'_{\text{Ram}}, \phi_0) |\Psi_0\rangle \end{aligned} \quad (2.46)$$

où l'on a défini $\Omega_{\text{R}} \tau_{\text{Ram}} = \pi$. Lors du tracé de la probabilité de transition en fonction du désaccord des lasers Raman sur la figure 2.14), on observe la présence de franges d'interférences dans les profils de Rabi des différentes résonances de la fréquence de Bloch. La largeur du profil Rabi est déterminée à mi-hauteur par $1/(1,36 \tau_{\text{Ram}})$ tandis que l'espacement entre deux franges est donné par $1/T_{\text{Ramsey}}$.

L'évolution du système lors de la première impulsion Raman peut cependant être déterminée d'une manière plus générale lors de la résolution du système d'équations couplées à coefficients constants projetées sur 2 états externes pour prendre en compte les résonances $\Delta m = 0, \pm 1$:

$$i \begin{pmatrix} \dot{c}_0^g(t) \\ \dot{c}_1^g(t) \\ \dot{c}_0^e(t) \\ \dot{c}_1^e(t) \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \delta'_0 & 0 & \Omega_0 e^{-i\phi} & \Omega_{-1} e^{-i\phi} \\ 0 & \delta'_1 & \Omega_1 e^{-i\phi} & \Omega_0 e^{-i\phi} \\ \Omega_0 e^{i\phi} & \Omega_{-1} e^{i\phi} & \delta'_0 & 0 \\ \Omega_1 e^{i\phi} & \Omega_0 e^{i\phi} & 0 & \delta'_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_0^g(t) \\ c_1^g(t) \\ c_0^e(t) \\ c_1^e(t) \end{pmatrix}. \quad (2.47)$$

On utilise les conditions initiales $\begin{pmatrix} c_0^g(0) \\ c_1^g(0) \\ c_0^e(0) \\ c_1^e(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$, pour déterminer les coefficients $\begin{pmatrix} c_0^g(\tau_{\text{Ram}}) \\ c_1^g(\tau_{\text{Ram}}) \\ c_0^e(\tau_{\text{Ram}}) \\ c_1^e(\tau_{\text{Ram}}) \end{pmatrix}$ à la fin de la première impulsion. On définit ici le temps initial à $t_0 = 0$.

On réalise ensuite la résolution d'un second système correspondant à l'évolution libre, où $\Omega_{\Delta m} = 0$ dans 2.47 en l'absence de Raman. On obtient les solutions $c_m^i(\tau_{\text{Ram}} + T_{\text{Ramsey}})$ en utilisant pour conditions initiales $c_m^i(\tau_{\text{Ram}})$. On résout ensuite le dernier système représentant l'interaction avec la seconde impulsion Raman, et l'on obtient les solutions $c_m^i(2\tau_{\text{Ram}} + T_{\text{Ramsey}})$ en utilisant pour conditions initiales $c_m^i(\tau_{\text{Ram}} + T_{\text{Ramsey}})$. Ce qui permet enfin de déterminer la

probabilité de transition :

$$P_e = \sum_m |c_m^e(2\tau_{\text{Ram}} + T_{\text{Ramsey}})|^2. \quad (2.48)$$

On obtient alors le même type de résultats que sur la figure 2.14 pour les transitions $\Delta m = 0, 1$. Pour obtenir la totalité des résonances présentes sur la figure 2.14, il faut alors considérer 11 états externes, ce qui représente un système de 22 équations à 22 inconnues.

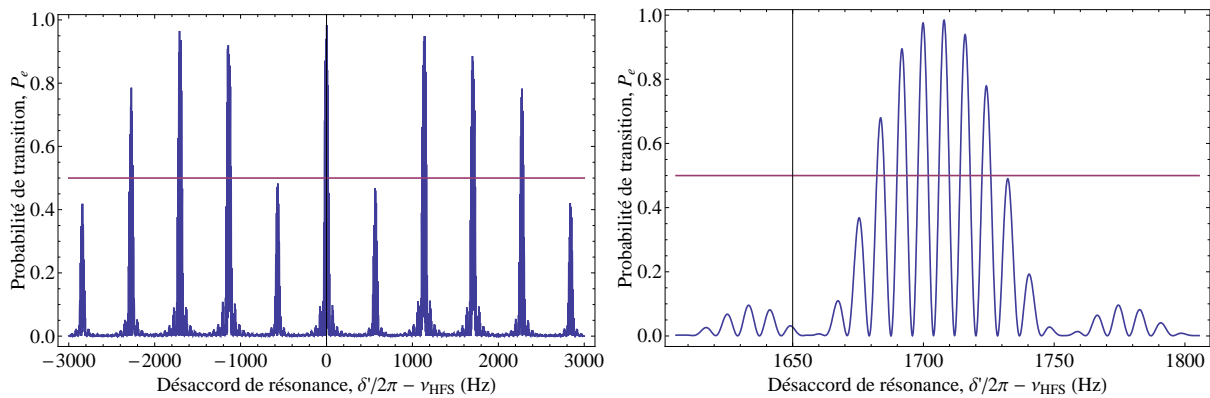


FIG. 2.14 – Franges d’interférences lors d’un interféromètre de Ramsey-Raman, pour $\tau_{\text{Ram}}/2 = 20$ ms, $T_{\text{Ramsey}} = 100$ ms, $\Omega_{\Delta m=\pm 2}/2\pi = 12,5$ Hz, $t_0 = 0$, $\phi = 0$ et $U_{\text{lattice}} = 4,5 E_r$. On peut observer le motif des franges dans le profil des Rabi de chacune des transitions inter-puits Δm .

La phase associée aux impulsions Raman au voisinage d’une transition Δm peut être décrite par :

$$\phi_{\text{Ram}}(t) = \delta' t = (\omega_{\text{Ram}} - \omega_{\text{HFS}} - \Delta m \omega_B) t. \quad (2.49)$$

Ce qui nous permet de déterminer le déphasage en sortie de l’interféromètre :

$$\Delta\Phi = \phi_{\text{Ram}}(0) - \phi_{\text{Ram}}(T_{\text{Ramsey}}) = (\omega_{\text{Ram}} - \omega_{\text{HFS}} - \Delta m \omega_B) T_{\text{Ramsey}}. \quad (2.50)$$

On remarque que la position de la frange centrale (qui est donnée par $\Delta\Phi = 0$ quelque soit T_{Ramsey}) dépend non seulement de la fréquence de Bloch, que nous souhaitons mesurer, mais aussi de la fréquence de la transition hyperfine. Or on s’attend à ce que la fréquence hyperfine puisse fluctuer avec les déplacements lumineux différentiels induits par les différents lasers de piégeage et d’interrogation, ce qui pourrait participer à la limitation de la sensibilité de la mesure de la fréquence de Bloch.

2.4.3 Accordéon

Une version symétrisée de l'interféromètre de Ramsey-Raman permettrait ainsi de s'affranchir de la fréquence hyperfine dans la mesure de la fréquence de Bloch. Dans le même esprit que l'interféromètre "Papillon" initialement envisagé [Wolf *et al.* , 2007] [Pelisson *et al.* , 2012] [Pélisson, 2012], on s'intéresse alors à l'interféromètre dit "Accordéon" du fait du schéma interférométrique qu'il effectue. L'idée est d'insérer des impulsions π de symétrisation durant le temps d'évolution (voir figure 2.15) afin que les paquets d'onde atomique passent la même quantité de temps dans les états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$, ce qui a pour effet d'annuler l'influence de la fréquence hyperfine dans le déphasage final de l'interféromètre.

La séquence d'impulsions de l'Accordéon est composée à la fois d'impulsions micro-onde et Raman. Les impulsions Raman permettent un couplage vers des puits adjacents avec (expérimentalement) un transfert imparfait, tandis que les impulsions micro-onde permettent un couplage de quasiment 100% mais seulement au sein d'un même puits. L'interféromètre Accordéon commence avec une impulsion $\pi/2$ micro-onde permettant de placer les atomes en superposition d'états internes $|F = 1, m\rangle$ et $|F = 2, m\rangle$. Elle est suivie d'une impulsion π Raman qui transfère les paquets d'onde dans $|F = 1, m\rangle$ vers $|F = 2, m + \Delta m\rangle$ ainsi que les paquets d'onde dans $|F = 2, m\rangle$ vers $|F = 1, m - \Delta m\rangle$. On laisse ensuite évoluer librement les paquets d'onde atomiques pendant une durée T . La première impulsion π micro-onde de symétrisation est réalisée, transférant les paquets d'onde dans leur état hyperfin opposé. On laisse à nouveau évoluer librement les paquets d'onde atomiques pendant une durée de $2T$. On referme l'interféromètre en effectuant la seconde impulsion π micro-onde de symétrisation, puis le dernier temps d'évolution libre d'une durée T , suivi de l'impulsion π Raman de retour dans le puits m initial et enfin la dernière impulsion $\pi/2$ micro-onde permettant de recombiner les paquets d'onde (voir figure 2.15). On obtient alors un déphasage entre les deux paquets d'onde atomiques du à leur séparation et leur recombinaison après un temps d'interaction total de $4T \simeq T_{\text{Ramsey}}$.

Pour déterminer l'évolution du système durant l'interféromètre Accordéon, il faut effectuer le même traitement que pour l'interféromètre Ramsey-Raman lors de la résolution des systèmes d'équations couplées. On définit l'interféromètre par morceaux ayant chacun un système d'équations dont les conditions initiales correspondent aux solutions du système précédent. Pour cela, on introduit le système d'équations à coefficients constants définissant l'évolution de la fonction d'onde lors du couplage d'une transition micro-onde sur 5 états externes :

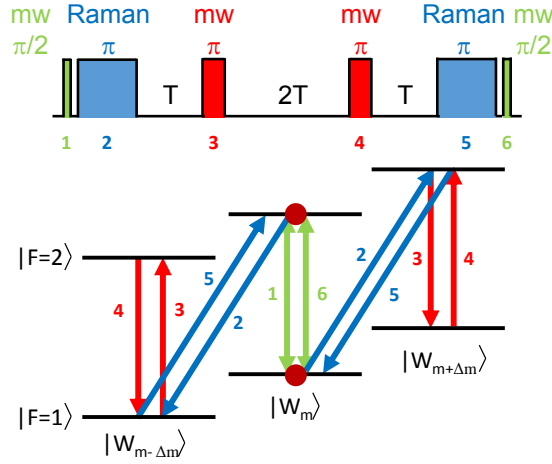


FIG. 2.15 – Schéma de principe de l'interféromètre Accordéon.

$$\begin{aligned}
 i \begin{pmatrix} \dot{c}_{-2}^g(t) \\ \dot{c}_{-1}^g(t) \\ \dot{c}_0^g(t) \\ \dot{c}_1^g(t) \\ \dot{c}_2^g(t) \\ \dot{c}_{-2}^e(t) \\ \dot{c}_{-1}^e(t) \\ \dot{c}_0^e(t) \\ \dot{c}_1^e(t) \\ \dot{c}_2^e(t) \end{pmatrix} &= \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \delta'_0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta'_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \delta'_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \delta'_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \delta'_0 \\ \Omega_0 e^{-i\phi} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_0 e^{-i\phi} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_0 e^{-i\phi} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_0 e^{-i\phi} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega_0 e^{-i\phi} \\ \Omega_0 e^{i\phi} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_0 e^{i\phi} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_0 e^{i\phi} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_0 e^{i\phi} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega_0 e^{i\phi} \\ \delta'_0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta'_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \delta'_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \delta'_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \delta'_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{-2}^g(t) \\ c_{-1}^g(t) \\ c_0^g(t) \\ c_1^g(t) \\ c_2^g(t) \\ c_{-2}^e(t) \\ c_{-1}^e(t) \\ c_0^e(t) \\ c_1^e(t) \\ c_2^e(t) \end{pmatrix}. \quad (2.51)
 \end{aligned}$$

À partir de ce système d'équations et de celui 2.36, on peut alors obtenir la probabilité de transition $P_e = \sum_m |c_m^e(t_0 + 3\tau_{\text{MW}} + 2\tau_{\text{Ram}} + 4T)|^2$ à l'issue de la résolution des 9 systèmes d'équations correspondants à chaque morceau de l'interféromètre.

Cependant, cette simulation peut aussi être réalisée à l'aide du formalisme des matrices de passage appliquées à des transitions couplant les niveaux de Wannier-Stark deux à deux, tout en gardant une base de 3 états externes et 2 états internes. On obtient des franges d'interférences, visibles sur la figure 2.16, centrées dans le profil de Rabi de l'impulsion π Raman et séparées de $1/(4T)$. Celles-ci sont par ailleurs centrée sur une probabilité de transition moyenne de 0,5.

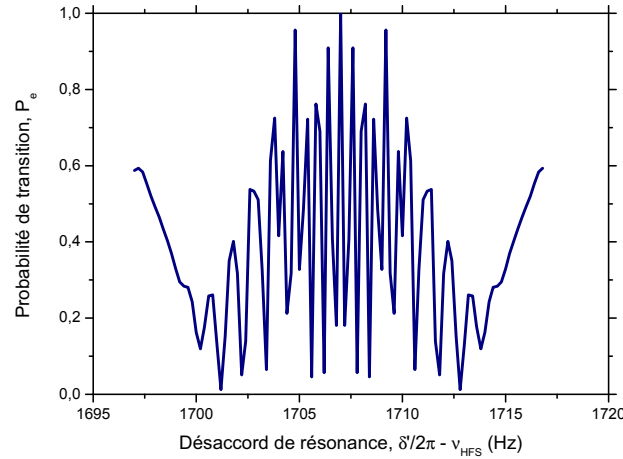


FIG. 2.16 – Franges d'interférences lors d'un interféromètre Accordéon, pour $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, $4T = 850$ ms, $\Omega_{\text{R}}/2\pi = 4,2$ Hz pour $\delta' = 0$, $\tau_{\text{MW}} = 1$ ms, $\Omega_{\text{R,MW}}/2\pi = 500$ Hz pour $\delta = 0$, $t_0 = 0$ et $\phi = 0$. De la même manière que pour l'interféromètre Ramsey-Raman, on peut observer le motif des franges dans le profil des Rabi de chacune des transitions inter-puits Δm .

Quant à elle, la différence de phase de l'interféromètre Accordéon s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \Delta\Phi &= \phi_{\text{MW}}(0) - 2\phi_{\text{Ram}}(0) + 2\phi_{\text{MW}}(T) - 2\phi_{\text{MW}}(3T) + 2\phi_{\text{Ram}}(4T) - \phi_{\text{MW}}(4T) \\
 &= -2(\phi_{\text{Ram}}(0) - \phi_{\text{Ram}}(4T)) + \phi_{\text{MW}}(0) + 2\phi_{\text{MW}}(T) - 2\phi_{\text{MW}}(3T) - \phi_{\text{MW}}(4T) \\
 &= 8(\omega_{\text{R}} - (\omega_{\text{HFS}} + \Delta m\omega_{\text{B}})) + 2(\omega_{\text{MW}} - \omega_{\text{HFS}})T \\
 &\quad - 6(\omega_{\text{MW}} - \omega_{\text{HFS}})T - 4(\omega_{\text{MW}} - \omega_{\text{HFS}})T \\
 &= 8(\omega_{\text{R}} - (\omega_{\text{HFS}} + \Delta m\omega_{\text{B}}))T - 8(\omega_{\text{MW}} - \omega_{\text{HFS}})T \\
 &= 2(\omega_{\text{R}} - \Delta m \times \omega_{\text{B}} - \omega_{\text{MW}})4T.
 \end{aligned} \tag{2.52}$$

On trouve bien que ce déphasage est indépendant de la fréquence de transition hyperfine ν_{HFS} , et donc des effets qui en déplacent la valeur, pourvu qu'ils soient constants pendant tout l'interféromètre.

En outre, comparé à l'interféromètre Ramsey-Raman, l'interféromètre Accordéon apporte, en plus de sa symétrisation, une sensibilité deux fois plus grande à la mesure de la fréquence de Bloch. Ce qui peut s'interpréter par sa séparation deux fois plus grande lors du transport simultané des atomes vers les puits $+\Delta m$ et $-\Delta m$ durant les impulsions Raman.

2.4.4 Interféromètre multi-ondes

Un interféromètre dont les atomes évoluent dans le même état hyperfin permet de s'affranchir pleinement des déplacements lumineux différentiels. Aussi nous avons étudié un interféromètre multi-ondes répondant à ce critère [Zhou *et al.*, 2013]. L'interféromètre commence avec une impulsion Raman d'une durée $\tau_{\text{Ram}} = 200 \mu\text{s}$ par exemple. Cette durée d'impulsion courte permet d'obtenir un profil de Rabi de largeur $\delta\nu = 1/(1,36 \tau_{\text{Ram}}) = 3,7 \text{ kHz}$, qui permet d'exciter plusieurs transitions Δm : $\delta\nu > \nu_B$ (voir figure 2.17). Du fait du couplage imparfait pour chacune des transitions impliquées (la fréquence de Rabi étant différente pour chacune des transitions Δm), une impulsion de pousseur permet d'éliminer les atomes résiduels dans l'état initial. Après cette impulsion de pousseur, on a alors une superposition des paquets d'onde atomique dans différents états de Wannier-Stark évoluant selon :

$$|\Psi_{\text{at}}(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{\sum_{m=-M}^M A_m^2}} \sum_{m=-M}^M A_m e^{i(m\omega_B t + \phi_R^1)} |\psi_{b,m}, g\rangle \quad (2.53)$$

où $\phi_R^1 = \phi_{R1} - \phi_{R2}$ est la modification de la phase atomique après la première impulsion Raman, $\omega_B = 2\pi\nu_B$ est la pulsation de Bloch, A_m est égale à l'amplitude de probabilité de transition pour chacune des transitions Δm et $2M$ est le nombre de transitions impliquées par la largeur du profil de Rabi. On s'est ici restreint à la décomposition dans une seule bande de Bloch, d'énergie moyenne définie arbitrairement à 0. On remarque que l'on retrouve bien le critère souhaité, avec une évolution de tous les paquets d'onde dans le même état hyperfin.

Après un temps T_M , une seconde impulsion Raman semblable à la première est réalisée qui permet de recombiner les paquets d'onde de la fonction d'onde dans chacun des puits. On obtient alors, en faisant l'approximation d'une faible excitation $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} \ll \pi$ et d'une faible durée d'impulsion $\tau_{\text{Ram}} \ll T_M$, que A_m est proportionnel à $\Omega_{\Delta m}$. Ce qui permet de définir l'état

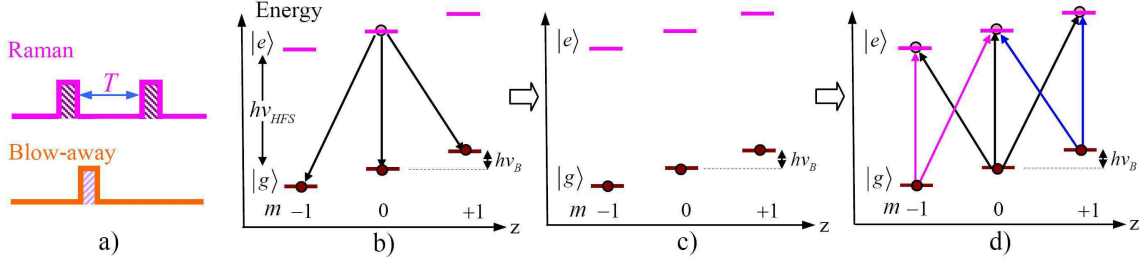


FIG. 2.17 – Schéma de principe de l'interféromètre multi-ondes réalisé dans le réseau optique. Deux impulsions Raman courtes sont séparées d'un temps T_M . Les impulsions Raman sont de faible durée afin d'obtenir une largeur spectrale supérieure à la fréquence de Bloch, permettant de coupler plusieurs transitions.

final comme étant :

$$\begin{aligned}
 |\Psi_{\text{at}}(T_M)\rangle &= C \sum_{m=-M}^M A_m e^{i(m\omega_B T_M + \phi_R^1)} \\
 &\times \left(\sum_{m'=-M}^M e^{i\phi_R^2} A_{m'} |\psi_{b,m+m'}, e\rangle + B_m |\psi_{b,m}, g\rangle \right)
 \end{aligned} \quad (2.54)$$

où C est une constante, ϕ_R^2 est la modification de la phase atomique après la seconde impulsion Raman, et $B_m = 1 - A_m$ représente la probabilité de transition des atomes restant dans $|F = 1, m\rangle$ du fait de l'imperfection du transfert de l'impulsion Raman.

Après la séparation et la recombinaison des paquets d'onde par ces deux impulsions π Raman, on déduit la probabilité de transition :

$$\begin{aligned}
 P_e = |c_e|^2 &= \sum_{m''=-2M}^{2M} \left| \langle \psi_{b,m''}, e | \Psi_{\text{at}} \rangle \right|^2 \\
 &= C^2 \left(\sum_{m=0}^{2M} \left| \sum_{m'=0}^{2M-|m|} A_{M-m'} A_{m+m'-M} e^{im'\omega_B T_M} \right|^2 \right. \\
 &\quad \left. + \sum_{m=-2M}^{-1} \left| \sum_{m'=0}^{2M-|m|} A_{m'-M} A_{M+m-m'} e^{-im'\omega_B T_M} \right|^2 \right)
 \end{aligned} \quad (2.55)$$

où le nouvel indice m'' est la somme cumulée du nombre de puits couverts par la fonction d'onde.

D'après l'équation 2.53, durant la période d'évolution libre, les paquets d'onde dans chacun des puits ont évolué chacun à une fréquence différente proportionnelle à la fréquence de Bloch ν_B , ce qui s'apparente à une onde de matière multimode. Cependant lors de l'évolution, les paquets d'onde reviennent en phase toutes les périodes de Bloch $T_B = 1/\nu_B$ (voir équations 2.54 et 2.55), ce qui nous permet d'observer des franges d'interférences dans le domaine temporel

(voir figure 2.18). Cet interféromètre peut être assimilé à un interféromètre de Fabry-Perot, où les ondes lumineuses reviennent en phase tous les multiples de la distance de séparation des lames à faces parallèles. Aussi de la même manière, plus il y a de paquets d'onde différents qui participent à l'interféromètre et plus les franges sont fines ; d'où l'intérêt d'utiliser de faibles profondeurs pour permettre une extension de la fonction d'onde la plus grande possible.

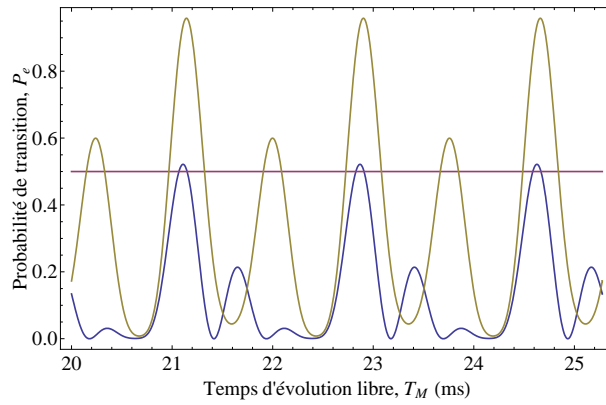


FIG. 2.18 – Franges d'interférences lors d'un interféromètre multi-ondes où le temps d'évolution libre T_M est balayé, les paquets d'onde reviennent en phase toutes les périodes de Bloch $T_B = 1/\nu_B \sim 1,759$ ms. Pour $\tau_{\text{Ram}} = 200 \mu\text{s}$ (bleu), $\tau_{\text{Ram}} = 400 \mu\text{s}$ (jaune foncé), tel que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ sur la transition $\nu_R = \nu_{\text{HFS}} + 0 \times \nu_B$, et $U_{\text{lattice}} = 2,5 E_r$.

On remarque sur la simulation de l'interféromètre Multi-ondes, présentée sur la figure 2.18, que les franges d'interférences de cet interféromètre sont espacées de la période de Bloch $T_B = 1/\nu_B \sim 1,759$ ms, particulièrement pour une impulsion $\tau_{\text{Ram}} = 200 \mu\text{s}$ (en bleu) qui couple 5 transitions Δm . Tandis que l'impulsion $\tau_{\text{Ram}} = 400 \mu\text{s}$ (en jaune foncé), qui couple seulement 3 transitions, présente un rebond au milieu de chaque période de Bloch. Expérimentalement, nous avons observé ce type de rebond dans le cas d'interféromètres ayant un faible nombre d'ondes différentes y participant, c'est-à-dire pour des impulsions Raman π relativement longue ($> 200 \mu\text{s}$). On remarque aussi le contraste de l'interféromètre Multi-ondes pour des impulsions d'une durée de $\tau_{\text{Ram}} = 400 \mu\text{s}$ qui peut être expliqué par le couplage des transitions $\Delta m = 0, \pm 1$ relativement semblable pour une profondeur $U_{\text{lattice}} = 2,5 E_r$. Par ailleurs, au vu du nombre de transitions couplées par une impulsion, cette simulation est réalisée avec des impulsions Raman accordées sur la transition $\Delta m = 0$ pour limiter les effets de bord présents du fait du nombre fini d'états externes dans la simulation.

2.5 Fonctions de sensibilité

À présent, nous allons décrire les fonctions de sensibilité de nos différents interféromètres. Celles-ci permettent d'estimer la sensibilité de ces interféromètres aux différentes sources de bruits. Nous nous intéresserons principalement à l'évaluation de l'impact des fluctuations du bruit de phase des lasers Raman sur les fluctuations de la phase interférométrique. Se référer à la thèse de [Cheinet, 2006] et à [Cheinet *et al.*, 2008] pour les démonstrations complètes.

2.5.1 Ramsey-Raman

Considérons un saut de phase $\delta\phi$ qui apparaît sur la phase des lasers Raman à un temps t pendant la durée de l'interféromètre. Il induit un changement de probabilité de transition δP_e en sortie de l'interféromètre. On définit alors la fonction de sensibilité :

$$g(t) = 2 \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P_e(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (2.56)$$

où la probabilité de transition à la sortie de l'interféromètre s'écrit : $P_e = \frac{1}{2} (1 - C \cos(\Delta\Phi))$.

L'évolution de la probabilité de transition durant une impulsion Raman est définie au travers de la matrice de transfert M d'après 2.26. Si l'on sépare cette impulsion en deux, considérant une première partie de l'évolution sans saut de phase et une seconde partie avec un saut de phase $\delta\phi$ à un instant t , on obtient une matrice de transfert de :

$$M_{\delta\phi, t}(t_0 + \tau, \tau, \Omega_R, \delta, \phi) = M(t_0 + t, \tau - t, \Omega_R, \delta, \phi + \delta\phi) \cdot M(t_0, t, \Omega_R, \delta, \phi). \quad (2.57)$$

Avec $|\Psi_0\rangle$ et 2.27, on obtient alors pendant la première impulsion : $\delta P_e = \frac{1}{2} \sin(\Omega_R t) \delta\phi$.

Ce qui nous donne pour un interféromètre de Ramsey-Raman une fonction de sensibilité définie par :

$$g(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_R t) & 0 < t < \tau_{\text{Ram}} \\ +1 & \tau_{\text{Ram}} < t < \tau_{\text{Ram}} + T_{\text{Ramsey}} \\ \sin(\Omega_R(t - T_{\text{Ramsey}})) & T_{\text{Ramsey}} + \tau_{\text{Ram}} < t < T_{\text{Ramsey}} + 2\tau_{\text{Ram}} \end{cases}$$

où $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi/2$ durant les impulsions Raman, tandis que $\Omega_R = 0$ durant l'étape d'évolution libre. On place l'origine des temps au début de l'interféromètre, $t_0 = 0$ (voir figure 2.19).

Lors de la mesure de la différence de phase de l'interféromètre, la mesure de la probabilité de transition P_e est réalisée à mi-frange afin de recueillir les points les plus sensibles de l'interférogramme, c'est-à-dire pour une phase interférométrique moyenne de $\Delta\Phi = \pi/2$. Ainsi la fonction

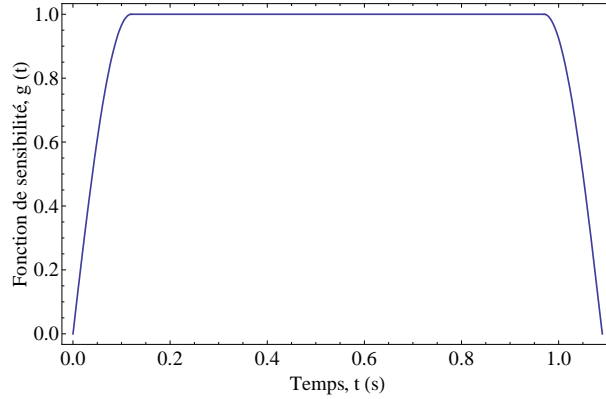


FIG. 2.19 – Fonction de sensibilité $g(t)$ pour un interféromètre Ramsey-Raman de $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, tel que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi/2$, et $T_{\text{Ramsey}} = 850$ ms.

de sensibilité $g(t)$ peut être ré-écrite :

$$g(t) = \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta\Phi(\delta\phi, t)}{\delta\phi}. \quad (2.58)$$

Les fluctuations du déphasage interférométrique $\delta\Phi$ peuvent être calculées à partir de la fonction de sensibilité :

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) d\phi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \frac{d\phi(t)}{dt} dt. \quad (2.59)$$

Ce qui nous permet de remonter à la variance de ces fluctuations par [Papoulis, 1991] :

$$\sigma_{\delta\Phi}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} |\omega G(\omega)|^2 S_{\phi}(\omega) d\omega \quad (2.60)$$

où ω est ici la pulsation dans le domaine de Fourier pour l'analyse fréquentiel du bruit de phase, $S_{\phi}(\omega)$ est la densité spectrale de puissance (DSP) de bruit de phase de la source de bruit étudiée, dans notre cas ce sera la phase des lasers Raman, et $G(\omega)$ est la transformée de Fourier de la fonction de sensibilité. Celle-ci s'écrit :

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t} g(t) dt. \quad (2.61)$$

Pour obtenir l'écart-type des fluctuations du déphasage interférométrique, nous avons utilisé la fonction de transfert de l'interféromètre $H(\omega)$ qui représente la pondération appliquée par l'interféromètre au bruit de phase de la source étudiée. La fonction de transfert est définie par :

$$H(\omega) = |\omega G(\omega)|. \quad (2.62)$$

Celle-ci est représentée sur la figure 2.20, où l'on peut voir les différentes caractéristiques de cette fonction de transfert :

- une annulation de la fonction de transfert à chacun des harmoniques de la fréquence $f = 1/(T_{\text{Ramsey}} + 2\tau_{\text{Ram}})$. Ce qui traduit l'annulation d'un bruit réalisant un nombre entier de périodes d'oscillations durant la durée de l'interféromètre ;
- un filtrage passe-bas du premier ordre ayant une fréquence de coupure à 3 dB de l'ordre de $f_c = \Omega_R/\pi$ et une atténuation en $\sqrt{2}\Omega_R/\omega$. Ce qui correspond à une moyenne des fluctuations rapides de phase durant la durée des impulsions.

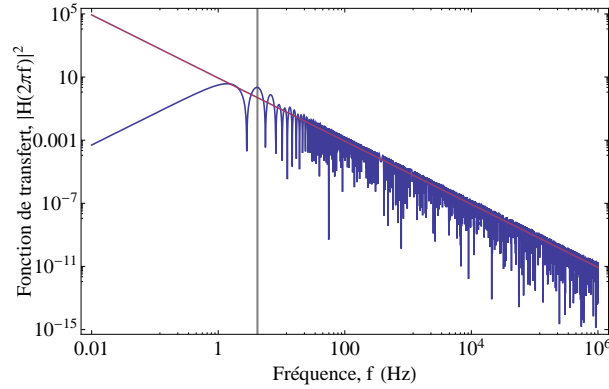


FIG. 2.20 – Norme au carré de la fonction de transfert $|H(\omega)|^2$ pour un interféromètre Ramsey-Raman de $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, tel que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi/2$, et $T_{\text{Ramsey}} = 850$ ms. La droite verticale en noir représente la fréquence de coupure à 3 dB du filtre passe-bas du premier ordre réalisé par l'interféromètre à $f_c = \Omega_R/\pi$ et la droite en rouge représente son atténuation en $|H(\omega)|^2 = 2(\Omega_R/\omega)^2$, qui doit être centrée sur la valeur moyenne de la fonction de transfert après la fréquence de coupure.

Cependant les mesures sont réalisées périodiquement selon la fréquence de répétition $f_C = 1/T_C$ où T_C est le temps de cycle de l'expérience, qui se définit par $T_C = 0,772 + T_{\text{trap}}$ avec T_{trap} le temps de piégeage. Aussi la sensibilité de l'interféromètre est limitée par un effet de repliement de spectre où le bruit aux fréquences multiples de f_C apparaît comme du bruit à basse fréquence. On redéfinit alors la variance des fluctuations du déphasage interférométrique en fonction du nombre N de mesures réalisées :

$$\sigma_{\delta\Phi}^2 = \frac{1}{NT_C} \sum_{n=1}^{+\infty} |H(2\pi n f_C)|^2 S_{\phi}(2\pi n f_C). \quad (2.63)$$

On obtient alors l'écart-type des fluctuations de la phase interférométrique à un coup ($N = 1$) à partir de la fonction de transfert de l'interféromètre $H(\omega)$ et de la densité spectrale de puissance de bruit de phase des lasers Raman $S_{\phi}(\omega)$, qui peut être approximée à celle de la figure 2.21 :

$$\sigma_{\delta\Phi} = 0,11 \text{ mrad} \quad \sigma_{\delta\nu} = 21 \text{ } \mu\text{Hz} \quad (2.64)$$

où l'on utilise $\sigma_{\delta\nu} = \frac{\sigma_{\delta\Phi}}{(2\pi T_{\text{Ramsey}})}$ provenant de 2.50. On ne considère ici que le bruit de fréquence issu de la chaîne de fréquence qui génère la majeure partie du bruit basse fréquence.

Comme nous le verrons dans le chapitre 5 cette valeur est bien inférieure aux fluctuations de fréquence mesurées avec l'interféromètre Ramsey-Raman, aussi le bruit de phase des lasers Raman n'est pas notre limite actuelle.

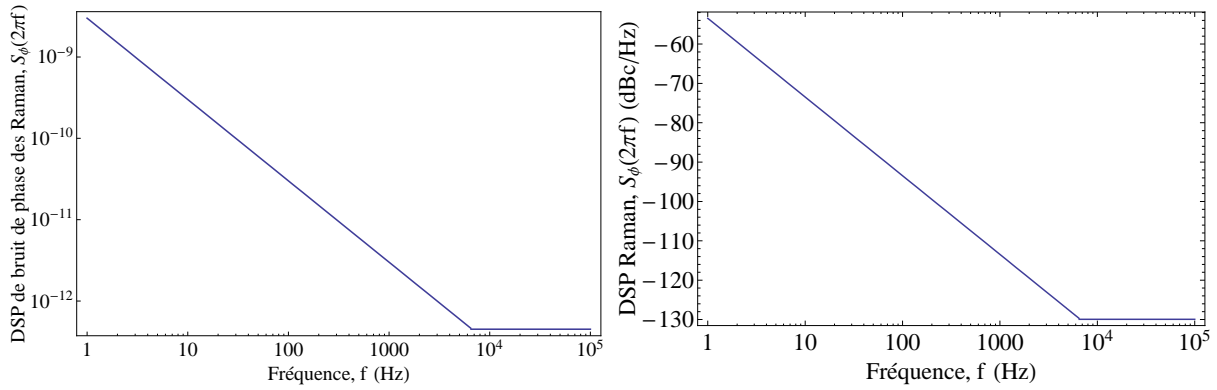


FIG. 2.21 – À gauche : Approximation de la densité spectrale de puissance de bruit de phase des lasers Raman $S_{\phi}(\omega)$, en puissance absolue. À droite : même approximation de la DSP du bruit de phase des lasers Raman, en dBc. Cette approximation provient de la mesure de la densité spectrale de puissance de bruit d'une chaîne de fréquence ayant des caractéristiques similaires à celle utilisée sur l'expérience, celle de l'expérience n'ayant jamais été mesurée.

2.5.2 Accordéon

On effectue le même type de traitement pour l'interféromètre Accordéon, ce qui permet de déterminer la fonction de sensibilité de l'interféromètre :

$$g(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_{R,MW}(t - t_i)) & 0 < t < \tau_{MW}/2 \\ \sin(\Omega_R(t - t_i) + \frac{\pi}{2}) & \tau_{MW}/2 < t < \tau_{MW}/2 + \tau_{Ram} \\ -1 & \tau_{MW}/2 + \tau_{Ram} < t < \tau_{MW}/2 + \tau_{Ram} + T \\ \sin(\Omega_{R,MW}(t - t_i) + \frac{3\pi}{2}) & \tau_{MW}/2 + \tau_{Ram} + T < t < 3\tau_{MW}/2 + \tau_{Ram} + T \\ +1 & 3\tau_{MW}/2 + \tau_{Ram} < t < 3\tau_{MW}/2 + \tau_{Ram} + 3T \\ \sin(\Omega_{R,MW}(t - t_i) + \frac{5\pi}{2}) & 3\tau_{MW}/2 + \tau_{Ram} + 3T < t < 5\tau_{MW}/2 + \tau_{Ram} + 3T \\ -1 & 5\tau_{MW}/2 + \tau_{Ram} + 3T < t < 5\tau_{MW}/2 + \tau_{Ram} + 4T \\ \sin(\Omega_R(t - t_i) + \frac{7\pi}{2}) & 5\tau_{MW}/2 + \tau_{Ram} + 4T < t < 5\tau_{MW}/2 + 2\tau_{Ram} + 4T \\ \sin(\Omega_{R,MW}(t - t_i) + \frac{9\pi}{2}) & 5\tau_{MW}/2 + 2\tau_{Ram} + 4T < t < 3\tau_{MW} + 2\tau_{Ram} + 4T \end{cases}$$

où $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$, $\Omega_{R,MW} \tau_{MW} = \pi$ et en plaçant l'origine des temps au début de l'interféromètre, $t_0 = 0$ (voir figure 2.22). En outre, on définit t_i tel que la définition des différentes parties de la fonction $g(t)$ soient bornés par $t_i < t < t_f$.

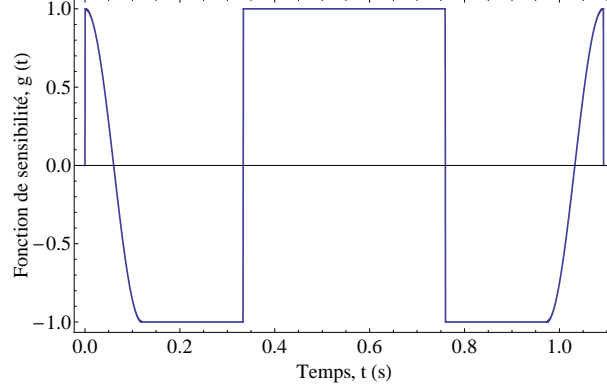


FIG. 2.22 – Fonction de sensibilité $g(t)$ pour un interféromètre Ramsey-Raman de $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, tel que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$, et $4T = 850$ ms.

Il est possible ensuite de calculer la fonction de transfert de l'interféromètre $H(\omega) = |\omega G(\omega)|$ présentée sur la figure 2.23. On remarque un filtrage basse fréquence plus sélectif que celui de l'interféromètre Ramsey-Raman, mais une fréquence de coupure du filtrage passe-bas plus élevée.

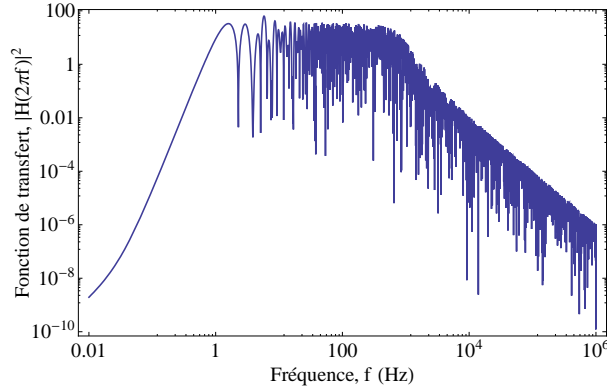


FIG. 2.23 – Norme au carré de la fonction de transfert $|H(\omega)|^2$ pour un interféromètre Accordéon de $\tau_{\text{Ram}} = 120$ μ s, tel que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$, et $4T = 850$ ms.

L'écart-type des fluctuations de la phase interférométrique à un coup ($N = 1$) induites par les fluctuations de phase de l'oscillateur permettant à la fois de verrouiller les lasers Raman et de générer les impulsions micro-onde est enfin obtenu à partir de la fonction de transfert de l'interféromètre $H(\omega)$ et de la densité spectrale de puissance de bruit de phase des lasers Raman $S_\phi(\omega)$. On obtient un bruit de phase bien inférieur à celui mesuré lors d'un interféromètre

Accordéon :

$$\sigma_{\delta\Phi} = 1,8 \text{ mrad} \qquad \sigma_{\delta\nu} = 330 \text{ } \mu\text{Hz}. \qquad (2.65)$$

2.6 Effets perturbateurs attendus

Dans cette partie, nous verrons les principaux effets perturbateurs attendus sur la mesure de la fréquence de Bloch. Un premier effet provient des inhomogénéités de déplacements lumineux qui engendrent des pertes de contraste pour les interféromètres. Le second effet étudié est induit par les gradients d'intensité des lasers qui génèrent des forces parasites sur les atomes.

2.6.1 Déplacements lumineux différentiels

Un des effets majeurs attendus dans nos interféromètres est l'impact des inhomogénéités de déplacements lumineux. Celles-ci engendrent des inhomogénéités de déplacements lumineux différentiels qui participent à l'élargissement de la résonance hyperfine ν_{HFS} . Dans le modèle utilisé pour décrire l'interaction entre les lasers Raman et un atome à deux niveaux, cela se traduit par une distribution des désaccords δ et δ' .

On fait l'hypothèse d'une distribution normale :

$$\delta(\delta_{\text{inhom}}) \text{ ou } \delta'(\delta'_{\text{inhom}}) = \frac{\delta_0}{\sigma_{\text{inhom}} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\delta_{\text{inhom}}}{\sigma_{\text{inhom}}} \right)^2} \qquad (2.66)$$

où δ_0 est la valeur non modifiée de δ ou δ' , et l'on choisit une largeur des inhomogénéités de $\sigma_{\text{inhom}} = 0,6 \text{ } \Omega_{\text{eg}}$, en conformité avec les mesures expérimentales (voir Chapitre 5).

Ces inhomogénéités ont pour principal impact un élargissement des différentes transitions Δm accompagné d'une diminution de l'efficacité de transfert et d'une augmentation de la fréquence de Rabi. Ce qui est résumé dans les différentes figures suivantes : figures 2.24, 2.25 et 2.26.

Du fait de la perte de transfert lors des transitions effectuées, on observe en outre une diminution du contraste sur les différents interféromètres (voir figures 2.27, 2.28, et 2.29). Pour la mesure de ν_{B} , cette perte de contraste est néfaste car elle conduit à une réduction du rapport signal-à-bruit.

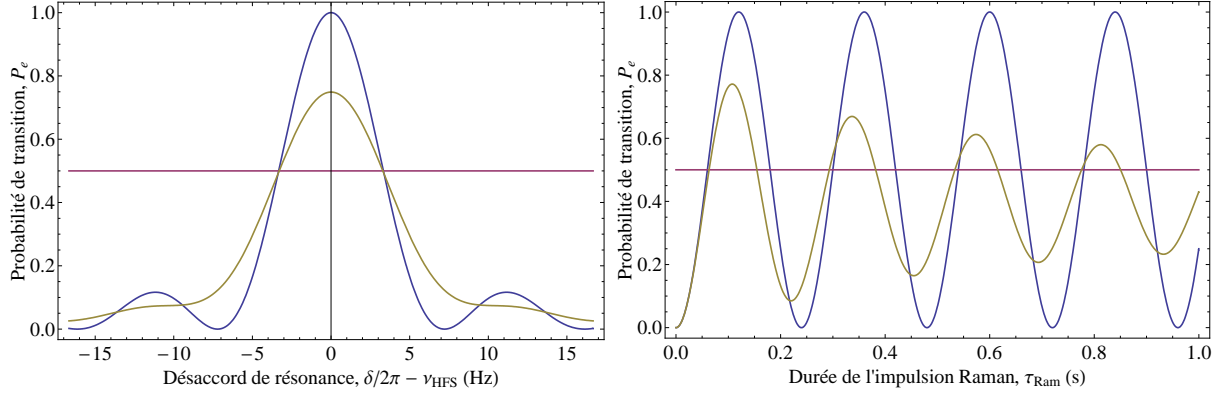


FIG. 2.24 – À gauche : Transformée de Fourier de l'impulsion Raman carrée de durée $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms lors du balayage du désaccord des Raman $\delta = \omega_{R1} - \omega_{R2} - \omega_{\text{HFS}}$. À droite : Oscillations de Rabi entre les deux niveaux d'énergie de l'atome en fonction de la durée d'application des Raman pour $\delta = 0$ Hz. Pour $\Omega_R/2\pi = 4,2$ Hz pour $\delta = 0$ et $\sigma_{\text{inhom}} = 2,5$ Hz, avec (en jaune foncé) ou sans (en bleu) inhomogénéités de déplacements lumineux différentiels.

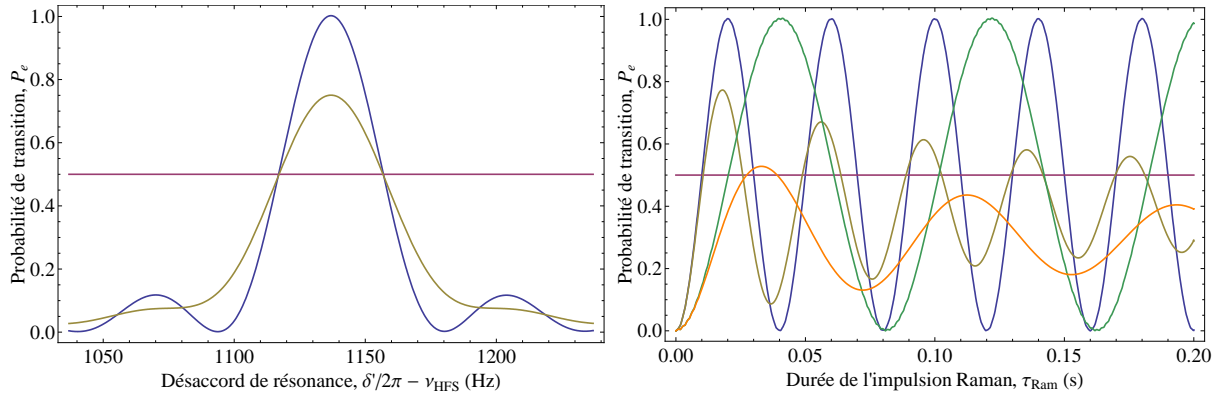


FIG. 2.25 – À gauche : Transformée de Fourier de l'impulsion Raman carrée de durée $\tau_{\text{Ram}} = 20$ ms, lors du balayage du désaccord des Raman $\nu_R - \nu_{\text{HFS}} = \Delta m \times \nu_B$ pour $\Delta m = 2, 1$, avec (en jaune foncé) ou sans (en bleu) inhomogénéités de déplacements lumineux différentiels. À droite : Oscillations de Rabi entre les états internes de l'atome situés dans des puits voisins en fonction de la durée d'application des Raman, pour $\delta' = 2\omega_B$ (en bleu et jaune foncé) et $\delta' = \omega_B$ (en vert et orange), avec (en jaune foncé et orange) ou sans (en bleu et vert) inhomogénéités de déplacements lumineux différentiels. Résultats obtenus pour $\Omega_{\Delta m=\pm 2}/2\pi = 25$ Hz, $U_{\text{lattice}} = 4,5 E_r$, $t_0 = 0$, $\phi = 0$ et $\sigma_{\text{inhom}} = 15$ Hz.

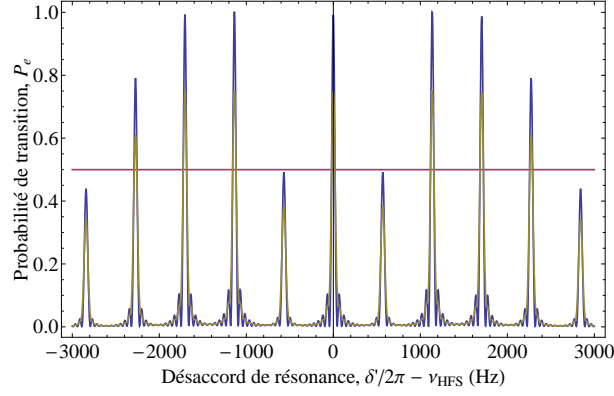


FIG. 2.26 – Transformée de Fourier de l'impulsion Raman carrée de durée $\tau_{\text{Ram}} = 20$ ms, on observe la présence des différentes résonances avec la fréquence de Bloch lors du balayage du désaccord des Raman $\nu_R - \nu_{\text{HFS}} = \Delta m \times \nu_B$, avec (en jaune foncé) ou sans (en bleu) inhomogénéités de déplacements lumineux différentiels. Résultats obtenus pour $\Omega_{\Delta m=\pm 2}/2\pi = 25$ Hz, $U_{\text{lattice}} = 4,5 E_r$, $t_0 = 0$, $\phi = 0$ et $\sigma_{\text{inhom}} = 15$ Hz.

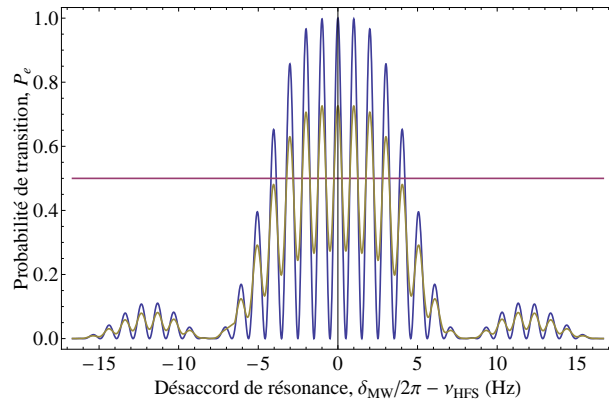


FIG. 2.27 – Franges d'interférences lors d'un interféromètre de Ramsey micro-onde, avec (en jaune foncé) ou sans (en bleu) inhomogénéités de déplacements lumineux différentiels. Pour $\tau_{\text{MW}} = 120$ ms, $T_{\text{Ramsey}} = 850$ ms, $\Omega_R/2\pi = 4,2$ Hz pour $\delta = 0$, $t_0 = 0$, $\phi = 0$ et $\sigma_{\text{inhom}} = 2,5$ Hz.

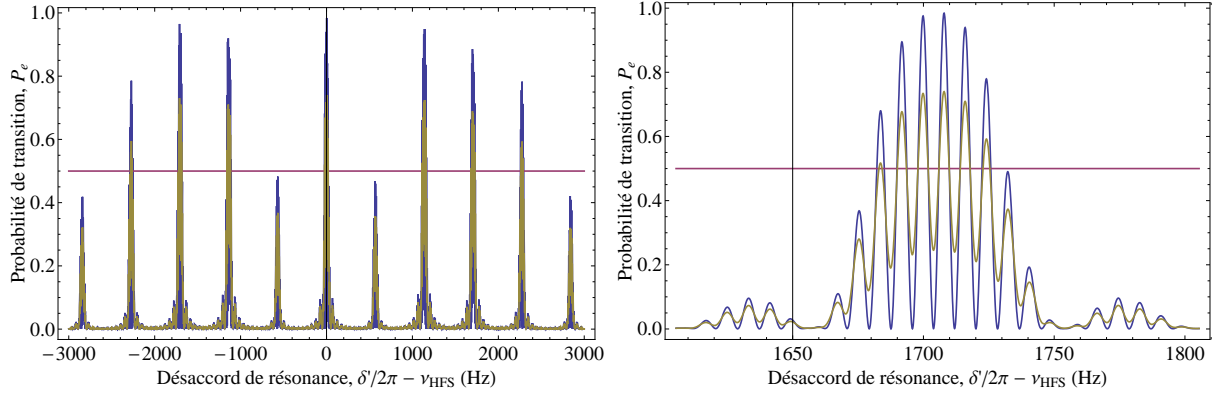


FIG. 2.28 – Franges d'interférences lors d'un interféromètre de Ramsey-Raman, avec (en jaune foncé) ou sans (en bleu) inhomogénéités de déplacements lumineux différentiels. Pour $\tau_{\text{Ram}}/2 = 20$ ms, $T_{\text{Ramsey}} = 100$ ms, $\Omega_{\Delta m=\pm 2}/2\pi = 12,5$ Hz, $U_{\text{lattice}} = 4,5 E_r$, $t_0 = 0$, $\phi = 0$ et $\sigma_{\text{inhom}} = 15$ Hz.

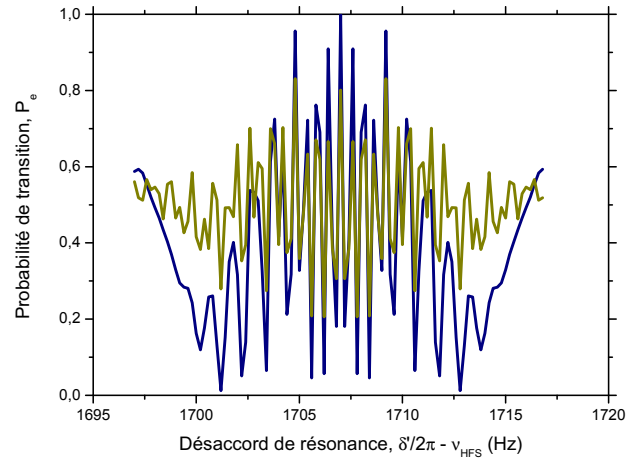


FIG. 2.29 – Franges d'interférences lors d'un interféromètre Accordéon, avec (en jaune foncé) ou sans (en bleu) inhomogénéités. Pour $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, $4T = 850$ ms, $\Omega_{\Delta m=\pm 2}/2\pi = 4,2$ Hz pour $\delta' = 3\omega_B$ et $U_{\text{lattice}} = 4,5 E_r$, $\tau_{\text{MW}} = 1$ ms, $\Omega_{R,MW}/2\pi = 500$ Hz pour $\delta = 0$, $t_0 = 0$, $\phi = 0$ et $\sigma_{\text{inhom}} = 2,5$ Hz.

2.6.2 Gradient d'intensité

Un second effet perturbateur est celui des gradients d'intensité des différents faisceaux permettant de réaliser les pièges dipolaires confinant les atomes verticalement et transversalement. Comme il a été montré au début de ce chapitre, ces gradients d'intensité induisent des forces permettant le piégeage des atomes (voir équation 2.69). Cependant lors de la focalisation des faisceaux, d'autres gradients d'intensité apparaissent selon la direction de propagation, ce qui induit une force parasite. Si cette force parasite est orientée selon la verticale, cet effet participe alors à la modification de la valeur de l'énergie des pseudos-états propres de l'échelle de Wannier-Stark et ainsi introduit un biais sur la valeur de la fréquence de Bloch.

Dans notre expérience, le réseau est réalisé verticalement avec un laser collimaté désaccordé dans le bleu de la transition D2 du ^{87}Rb , tandis que le confinement transverse est obtenu à l'aide d'un laser désaccordé dans le rouge, superposé sur le faisceau du réseau et focalisé sur les atomes. On attend donc que le gradient d'intensité vertical le plus important soit celui du laser réalisant le confinement transverse.

On exprime la propagation Gaussienne du faisceau par :

$$I(z) = \frac{P_{\text{dipole}}}{\pi w_{\text{dipole}}^2(z)} = I_{\text{dipole}} \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right)} \quad (2.67)$$

où $I_{\text{dipole}} = \frac{P_{\text{dipole}}}{\pi w_{\text{dipole},0}^2}$ est l'intensité au col et $z_0 = \frac{\pi w_{\text{dipole}}^2}{\lambda_{\text{dipole}}}$ est la longueur de Rayleigh du laser de confinement transverse de longueur d'onde λ_{dipole} et demi-largeur au col $w_{\text{dipole},0}$. On a utilisé ici la propagation Gaussienne de la largeur du faisceau : $w_{\text{dipole}}(z) = w_{\text{dipole},0} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}$.

Le potentiel auquel les atomes sont soumis est alors donné par :

$$U_{\text{dip}}(z) = -\frac{\varepsilon_0}{4} \alpha'_0 I_{\text{dipole}} \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right)}. \quad (2.68)$$

Et la force parasite qui provient du gradient de potentiel s'exprime par :

$$\mathbf{F}_{\text{dip}}(z) = -\frac{\partial}{\partial z} U_{\text{dip}}(z). \quad (2.69)$$

On retrouve ces résultats sur la figure 2.30, où l'on voit l'ordre de grandeur de la valeur de la force parasite par rapport à la gravité en fonction de la distance au col du faisceau. On remarque par ailleurs que cette force s'annule si les atomes se situent exactement au niveau du col du faisceau, de manière indépendante de l'intensité du faisceau. La modification engendrée sur la fréquence de Bloch $\delta\nu_B$ peut aller jusqu'à une centaine de mHz pour une intensité du laser de confinement transverse de l'ordre de 1900 W/cm^2 , selon la distance au col (voir figure 2.31).

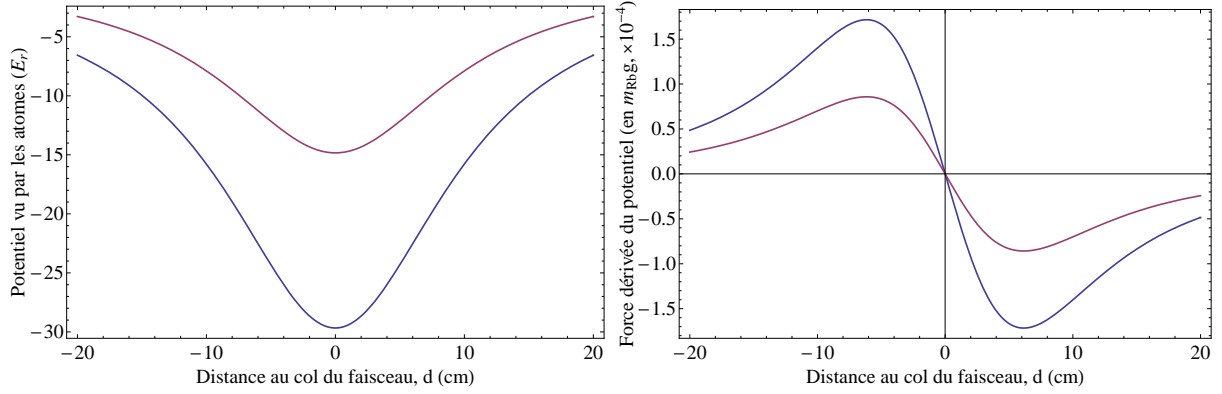


FIG. 2.30 – À gauche : Potentiel créé sur les atomes par le faisceau de confinement transverse au niveau de la zone confocale du faisceau, pour des puissances de $P_{\text{dipole}} = 2,15$ W (courbe bleue) et $P_{\text{dipole}} = 1,08$ W (courbe rouge) et une demi-largeur de faisceau de $w_{\text{dipole}} = 190$ μm . L'échelle est en énergie de recul définie telle que $E_r/\hbar = \hbar^2 k_{\text{dipole}}^2 / (2m_{\text{Rb}})$. À droite : force dipolaire correspondante exercée sur les atomes, renormalisée en unité de $m_{\text{Rb}}g$.

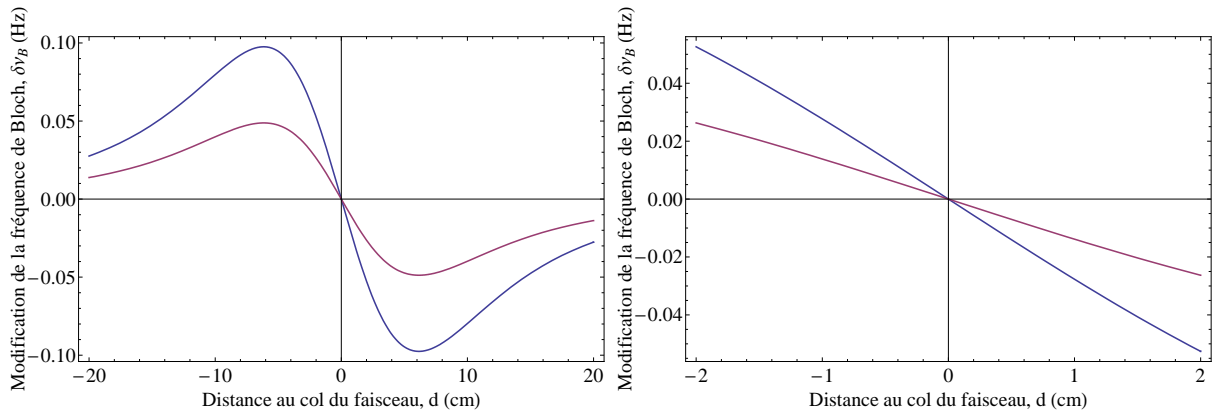


FIG. 2.31 – Modification de la fréquence de Bloch $\delta\nu_B$ lors de la propagation du faisceau de confinement transverse au niveau de la zone confocale du faisceau, pour des puissances de $P_{\text{dipole}} = 2,15$ W (courbe bleue) et $P_{\text{dipole}} = 1,08$ W (courbe rouge) et une demi-largeur de faisceau de $w_{\text{dipole}} = 190$ μm .

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Nous allons à présent décrire le dispositif expérimental dans lequel sont réalisés les différents interféromètres de Wannier-Stark décrits précédemment. Les atomes sont piégés dans un piège mixte, dans lequel le confinement est assuré par deux lasers différents. Un premier laser, désaccordé de la résonance atomique dans le bleu, est aligné le long de la verticale et rétro-réfléchi. Il assure le confinement longitudinal des atomes dans une onde stationnaire. Un second laser, une onde progressive désaccordée de résonance dans le rouge, est superposé au réseau vertical et réalise le confinement transverse des atomes dans un piège dipolaire. Après préparation des atomes piégés dans un état insensible (au premier ordre) au champ magnétique, des impulsions d'interrogation permettent de placer les paquets d'ondes atomiques dans une superposition d'états internes ou externes différents, réalisant ainsi un interféromètre atomique avec une éventuelle séparation spatiale de l'ordre de plusieurs puits de l'onde stationnaire. Ces impulsions proviennent d'une source micro-onde à résonance avec la transition hyperfine du ^{87}Rb , ou sont réalisées à l'aide de transitions Raman stimulées. Les atomes sont ensuite libérés du piège mixte et détectés par temps de vol. Des nappes de faisceaux laser à résonance avec chacun des deux états hyperfins de l'atome de ^{87}Rb permettent ainsi de mesurer les populations dans chacun des deux états par fluorescence.

3.1 Isolation des atomes

Le piégeage des atomes est réalisé à l'intérieur d'une enceinte à vide pendant des durées qui sont pour les expériences décrites ici de l'ordre de la seconde. A l'intérieur du blindage magnétique entourant l'enceinte à vide, un champ magnétique de quantification, dit champ

biais, est appliqué afin de permettre la levée de la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman de chacun des deux niveaux hyperfins du ^{87}Rb .

3.1.1 Enceinte à vide

L'enceinte à vide (voir figure 3.1) est réalisée en ARCAP, un alliage d'aluminium ayant une faible susceptibilité magnétique. Après étuvage, nous y avons obtenu une pression inférieure à $p = 8 \times 10^{-10}$ mbar. Le vide est ensuite maintenu à l'aide d'une pompe ionique de 2 l/s (Varian, Inc.) et d'une pompe getter de 50 l/s (SAES cartridge pump).

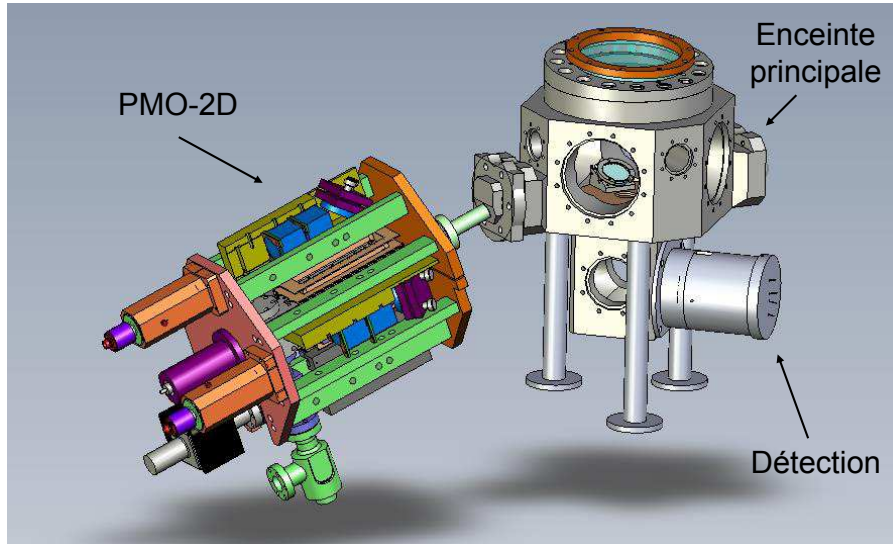


FIG. 3.1 – Première version de l'enceinte à vide de l'expérience : de nombreux accès optiques permettent la réalisation du piège magnéto-optique ainsi que le passage des faisceaux de piégeage du piège mixte.

3.1.2 Blindage magnétique et compensation

L'isolation des atomes des champs magnétiques extérieurs est réalisée à l'aide d'un blindage magnétique. Ce dernier est composé d'une couche de 3 mm d'épaisseur d'un alliage ayant une haute perméabilité magnétique, permettant de dévier les lignes de champ. Ainsi le champ magnétique terrestre ($|\vec{B}| = 470$ mG) se retrouve atténué d'un facteur 100 au centre de l'enceinte à vide, correspondant à un champ résiduel inférieur à 5 mG selon la verticale, et mieux que 2 mG selon les axes horizontaux. Par ailleurs, les instruments générant un fort champ magnétique indésirable (telle que la pompe ionique) sont situés à l'extérieur du blindage magnétique.

Pour compenser ce champ magnétique résiduel qui règne dans l'enceinte à vide, des bobines de compensation sont installées en configuration Helmholtz selon chacun des trois axes de l'enceinte,

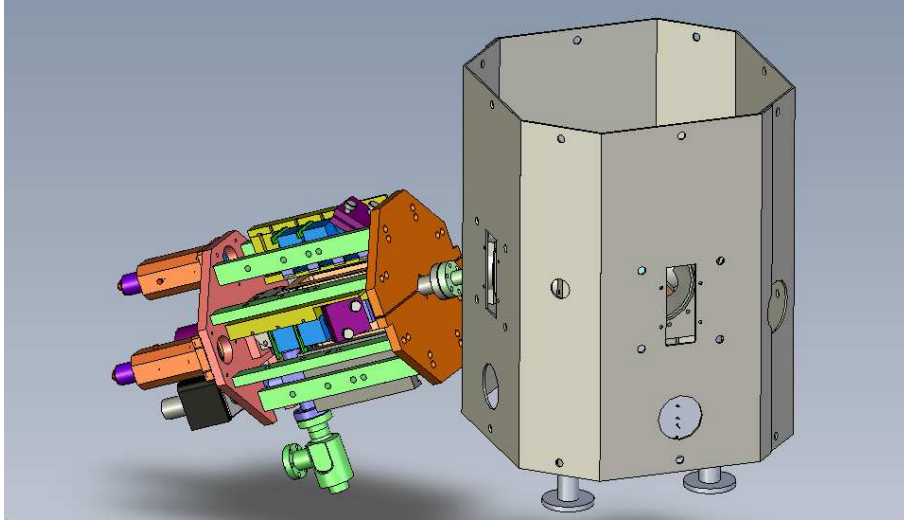


FIG. 3.2 – Blindage magnétique autour de l'enceinte à vide, permettant d'atténuer le champ magnétique extérieur.

à l'intérieur du blindage magnétique. Une fois la compensation du champ résiduel effectuée sur les atomes [Wang, 2011], le champ magnétique moyen est inférieur au milligauss, et présente des fluctuations temporelles de l'ordre du milligauss.

3.1.3 Champ de quantification

Un champ de biais est généré selon l'axe vertical à l'aide de trois bobines en configuration Helmholtz régulièrement espacées et placées dans les blindages. L'amplitude du champ de biais est de l'ordre de 100 mG, ce qui permet de séparer par effet Zeeman linéaire les différents sous-niveaux Zeeman $|m_F\rangle$, et conduit à une séparation en énergie par rapport au niveau d'énergie dégénéré (en champ faible) :

$$\Delta E_{ZL} = m_F g_F \mu_B B \quad (3.1)$$

où B est l'amplitude du champ magnétique, μ_B le magnéton de Bohr, g_F le facteur de Landé associé à la structure hyperfine du ^{87}Rb et m_F le nombre quantique correspondant au sous-niveau Zeeman considéré. Pour précision, nous rappelons que le facteur de Landé de la structure hyperfine pour le ^{87}Rb est de $g_F = -1/2$ pour $|F = 1\rangle$ et de $g_F = 1/2$ pour $|F = 2\rangle$ [Steck, 2010] (voir figure 3.3).

Le champ de biais est principalement utilisé lors de la préparation des atomes dans un seul sous-niveau Zeeman et lors de l'interféromètre où les fluctuations de ce champ doivent être faibles pour ne pas introduire de bruit de phase. Par ailleurs, une fois l'interféromètre refermé,

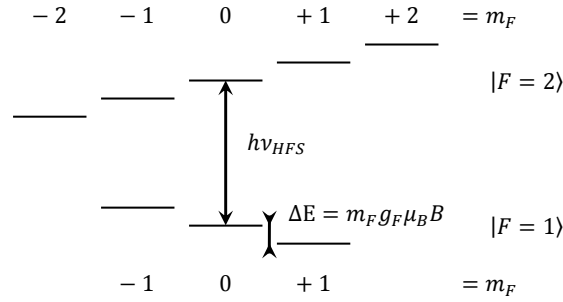


FIG. 3.3 – Levée de la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman $|m_F\rangle$ des états hyperfins de l'état fondamental du ^{87}Rb lors de l'application du champ de biais.

ce champ de biais est coupé, pour ne pas perturber la détection. Un champ magnétique vertical pendant la détection réduit la fluorescence dans les nappes et dépompe les atomes hors de la transition cyclante.

3.2 Génération d'atomes froids

Le chargement d'un piège optique est effectué à partir d'un piège magnéto-optique 3D (PMO-3D), suivi d'une mélasse optique, où les atomes sont déjà préalablement refroidis à des températures de l'ordre du micro-kelvin. Il existe différentes méthodes pour le chargement de ce PMO-3D, à partir d'une vapeur d'atomes dans l'enceinte à vide ou à partir d'un jet d'atomes ralentis. Celui-ci peut être produit soit par un ralentisseur Zeeman ou par un piège magnéto-optique 2D, version à deux dimensions du PMO-3D. Enfin la source d'atomes peut être un échantillon solide ou liquide chauffé dans un four et porté à la pression de vapeur saturante, selon l'élément chimique et les conditions de pression.

3.2.1 Piège magnéto-optique 2D

Le choix effectué pour cette expérience s'est porté sur le chargement du PMO-3D par un PMO-2D [Dieckmann *et al.*, 1998]. Ce PMO-2D est lui-même chargé par une vapeur d'atomes de ^{87}Rb provenant d'un échantillon liquide de rubidium chauffé dans une petite réserve à une température de $T = 50^\circ\text{C}$. Il est produit dans une petite enceinte en Titane, séparée de l'enceinte principale par un petit trou. Ainsi le PMO-2D peut être chargé efficacement à partir d'une vapeur de pression partielle de Rb relativement élevée, tandis que l'on profite du vide différentiel créé par le trou de faible diamètre pour maintenir une pression de gaz résiduel de Rb plus faible

dans l'enceinte principale. Dans notre cas, ce pompage différentiel est réalisé à l'aide d'un trou de 1 mm de diamètre, derrière lequel nous avons en outre placé un tube de graphite de forme conique (voir figure 3.6).

Principe du PMO-2D :

Deux nappes laser rétro-réfléchies se croisent perpendiculairement au niveaux des atomes. Chacune des deux nappes laser rétro-réfléchies contient deux faisceaux, un de refroidisseur désaccordé de -2Γ de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ permettant le refroidissement des atomes et un second de repompeur accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ recyclant les atomes vers $|F = 2\rangle$ (voir figure 3.4). On obtient ainsi une ligne d'atomes refroidis selon deux dimensions, auxquels il suffit d'ajouter un faisceau pousseur pour favoriser le sens de déplacement privilégié de ce jet d'atomes ralentis.

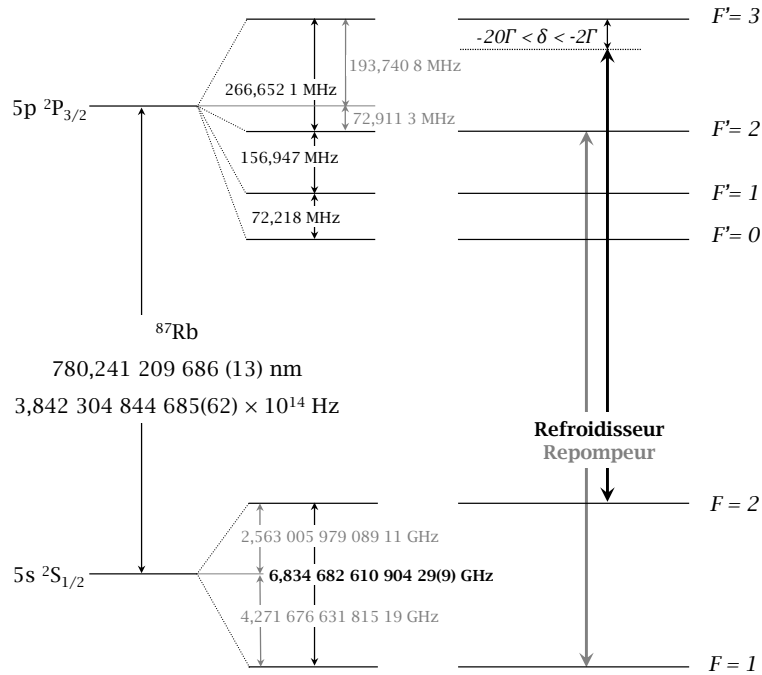


FIG. 3.4 – Niveaux d'énergie de l'électron de valence de l'atome de ^{87}Rb et les transitions utilisées pour le refroidissement laser.

Réalisation optique :

Le PMO-2D est réalisé à partir de trois zones distinctes où s'exerce le refroidissement laser, plutôt qu'une seule large, pour des raisons de compacité et d'homogénéité des faisceaux. Ainsi

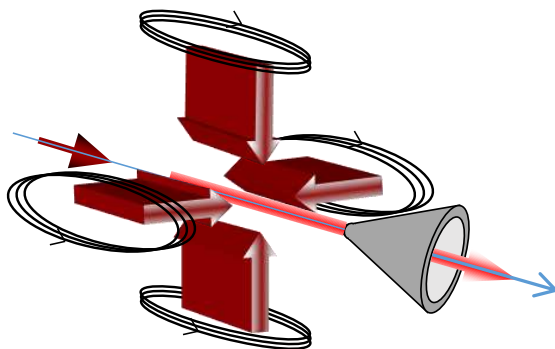


FIG. 3.5 – Schéma de principe du piège magnéto-optique 2D permettant de générer un jet d'atomes ralentis. On remarque le cône extrudé permettant le vide différentiel par sélection des atomes refroidis essentiellement.

chaque nappe du PMO-2D est réalisée par la séparation en trois parties (à l'aide de lames $\lambda/2$, de cube séparateurs de polarisation et d'un miroir) d'un faisceau en sortie de fibre optique collimaté elliptiquement avec un rayon à $1/e^2$ selon le demi-grand axe de 12 mm et d'une puissance totale de 12 mW (voir figure 3.6). La polarisation linéaire en sortie de fibre optique et après passage au travers des cubes séparateurs est ensuite circularisée en σ_+ par des lames d'onde $\lambda/4$ sur les atomes, puis re-linéarisée avec une seconde lame $\lambda/4$ avant le miroir de rétro-réflexion. Il est important de noter que la zone la plus proche de l'obturateur en graphite est celle la plus sensible à l'alignement puisqu'elle définit la trajectoire de sortie des atomes du PMO-2D ; le faisceau pousseur est ensuite superposé à la ligne d'atomes refroidis afin d'augmenter (typiquement d'un facteur 3) le nombre d'atomes se dirigeant vers le PMO-3D.

Résultats :

Initialement, nous avons obtenu un flux de $8,0 \times 10^8$ atomes/s avec un nombre d'atomes maximum dans le PMO-3D de $9,0 \times 10^8$ atomes en un temps de chargement de l'ordre de la seconde. Cependant ce flux s'est progressivement dégradé dans le temps, jusqu'à atteindre à la fin de cette thèse un flux de $1,4 \times 10^7$ atomes/s, à cause de l'apparition d'un dépôt solide sur les hublots du PMO-2D. Les PMO-2D réalisés à cette période au SYRTE possédaient des hublots collés à l'enceinte à vide, dont la colle semble réagir chimiquement avec le rubidium créant des agglomérats macroscopiques. Á présent, l'étanchéité des hublots des PMO-2D est réalisée à l'aide de joints en Indium, ce qui permet de s'affranchir de ces désagréments.

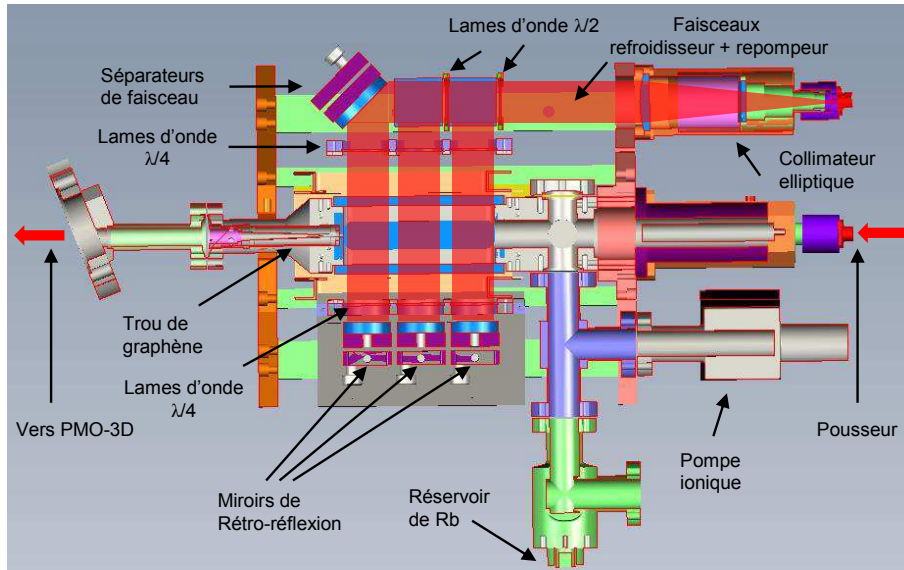


FIG. 3.6 – Schéma optique du piège magnéto-optique 2D, séparé en trois zones de refroidissement distinctes.

3.2.2 Piège magnéto-optique 3D

Le PMO-3D est réalisé avec quatre faisceaux horizontaux et un faisceau quasi-vertical rétro-réfléchi sur un miroir placé dans l'enceinte à vide, de façon à laisser libre l'axe vertical qui sera utilisé pour aligner plusieurs autres faisceaux de piégeage et d'interrogation (voir figure 3.7). Des collimateurs délivrant un faisceau ayant un rayon à $1/e^2$ de 12 mm et une puissance totale sur les atomes de 37 mW sont utilisés. On obtenait initialement un nombre d'atomes de 4×10^8 en 500 ms de chargement, qui s'est dégradé pendant les mesures résumées dans cette thèse à 7×10^6 atomes en 500 ms de chargement.

3.2.3 Mélasse

Une phase de mélasse optique de 50 ms est enfin réalisée à la fin du PMO-3D. La première partie de la mélasse s'effectue en désaccordant de résonance le faisceau de refroidisseur à -5Γ pendant 40 ms tout en arrêtant les champs magnétiques du PMO-3D, puis durant la seconde partie le désaccord est augmenté à -20Γ pendant quelques millisecondes. Enfin une extinction adiabatique des faisceaux est réalisée en une fraction de milliseconde, par la fermeture d'un interrupteur mécanique ("clic-clac cooling"). On atteint ainsi une température proche de la température limite de refroidissement laser de l'ordre de $2 \mu\text{K}$.

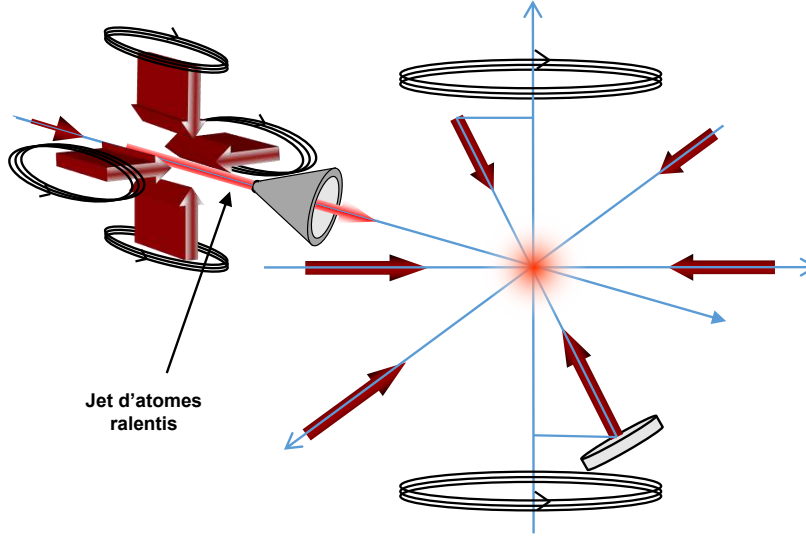


FIG. 3.7 – Schéma de principe du piège magnéto-optique 3D, alimenté par le jet d'atomes ralentis provenant du piège magnéto-optique 2D.

3.3 Piège mixte

Nous allons à présent décrire l'agencement des faisceaux permettant la réalisation du piège mixte. Celui-ci permet d'obtenir des temps de vie de l'ordre de la seconde pour des atomes en sortie de mélasse.

3.3.1 Réseau optique vertical

Le confinement longitudinal est assuré par un faisceau rétro-réfléchi, vertical, générant une onde stationnaire de pas $\lambda_{\text{lattice}}/2 = 266 \text{ nm}$. Pour cela, on utilise un laser Verdi V12 ayant une longueur d'onde de $\lambda_{\text{lattice}} = 532 \text{ nm}$, une puissance totale de $P_{\text{lattice}} = 8 \text{ W}$ sur les atomes, et un rayon à $1/e^2$ w_{lattice} de l'ordre de $700 \mu\text{m}$ au niveau des atomes.

Le laser est désaccordé dans le bleu de la transition atomique. Ainsi les atomes de ^{87}Rb sont piégés dans les minima d'intensité de l'onde stationnaire du fait du caractère répulsif de la force dipolaire pour un désaccord positif. Pour un désaccord du piège très grand par rapport à la fréquence hyperfine, le potentiel de l'onde stationnaire peut être décrit tel que

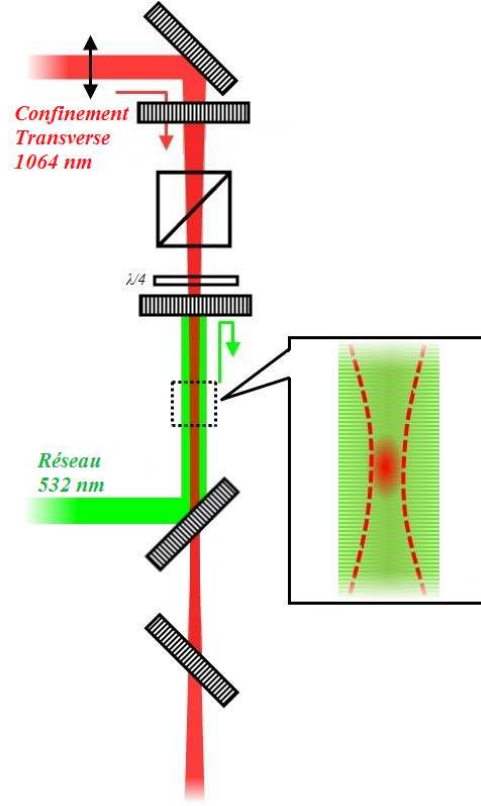


FIG. 3.8 – Schéma optique du piège mixte. Ce piège est réalisé à l'aide d'un réseau vertical (laser vert) et d'une onde progressive focalisée sur les atomes (laser rouge). La superposition des différents faisceaux est faite à l'aide de miroirs dichroïques (voir figures 4.18 et 4.19).

[Ben Dahan *et al.* , 1996]:

$$U(z) = U_{\text{lattice}} \sin^2(k_{\text{lattice}} z) = \frac{U_{\text{lattice}}}{2} [1 - \cos(2k_{\text{lattice}} z)] \quad (3.2)$$

$$\text{où } U_{\text{lattice}} = (1/2)\hbar\Gamma(I_{\text{lattice}}/I_{\text{sat}})(\Gamma/\Delta_{\text{lattice}}) \quad (3.3)$$

avec U_{lattice} la profondeur du piège pour une onde stationnaire, $k_{\text{lattice}} = 2\pi/\lambda_{\text{lattice}}$ le vecteur d'onde du réseau optique, z la position verticale, Γ la largeur naturelle de la transition atomique, $I_{\text{lattice}} = 2P_{\text{lattice}}/(\pi w_{\text{lattice}}^2)$ l'intensité maximum de l'onde stationnaire, I_{sat} l'intensité de saturation du ^{87}Rb et $\Delta_{\text{lattice}} = \omega_{\text{lattice}} - \omega_{\text{at}} > 0$ le désaccord de l'onde stationnaire à la résonance atomique, dans le cas d'un désaccord proche de résonance.

Dans le cas du ^{87}Rb , les raies D1 et D2 participent au piégeage des atomes, pondérées par les coefficients de Clebsch-Gordan en polarisation π (voir Annexe A, [Dalibard, 2013] et [Grimm *et al.* , 2000]). Par ailleurs, dans le cas d'un grand désaccord, il faut tenir compte des

termes provenant du Hermitien conjugué ("counter rotating terms") non résonnants, dont l'influence n'est pas négligeable. On obtient alors :

$$U_{\text{lattice}} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{3} \frac{\hbar \Gamma_{D1}}{I_{\text{sat}_{D1}}} \left(\frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{\text{lattice}} - \omega_{D1}} - \frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{\text{lattice}} + \omega_{D1}} \right) + \frac{2}{3} \frac{\hbar \Gamma_{D2}}{I_{\text{sat}_{D2}}} \left(\frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{\text{lattice}} - \omega_{D2}} - \frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{\text{lattice}} + \omega_{D2}} \right) \right] I_{\text{lattice}} \quad (3.4)$$

où $\omega_{D1} = 2\pi c/\lambda_{D1}$ est la pulsation de la transition D1 à $\lambda_{D1} = 795$ nm, $\Gamma_{D1} = 2\pi \times 5,75$ MHz la largeur naturelle de la transition D1, $I_{\text{sat}_{D1}} = 1,50$ mW/cm² l'intensité de saturation de la raie D1, puis $\lambda_{D2} = 780$ nm la longueur d'onde de la transition D2, $\Gamma_{D2} = 2\pi \times 6,07$ MHz la largeur naturelle de la transition D2 et $I_{\text{sat}_{D2}} = 1,67$ mW/cm² l'intensité de saturation de la raie D2.

Le col du faisceau laser ("waist") générant le réseau optique est placé de telle manière à être situé au niveau du miroir de rétro-réflexion, garantissant une bonne superposition du faisceau rétro-réfléchi sur le faisceau aller. De plus, le choix d'un waist de relativement grande taille (de l'ordre du mm) permet de limiter le gradient d'intensité au niveau des atomes, particulièrement du fait de sa longueur de Rayleigh suffisamment large, $z_R = \pi w_0^2 / \lambda_{\text{lattice}} = 3,8$ m, et aussi d'augmenter le volume de capture des atomes. La largeur du faisceau de confinement transverse est quant à elle plus faible, afin de garantir l'homogénéité de l'intensité du laser générant le réseau sur les atomes, les confinant transversalement à proximité du maximum du profil gaussien d'intensité du faisceau du réseau. Ce critère permet *a priori* d'obtenir une très bonne homogénéité de couplage inter-puits (meilleure que 1%) pour que le transfert des atomes lors de transitions Raman stimulées soit le plus efficace. Avec ces paramètres, on atteint ainsi une profondeur théorique de $U_{\text{latt}_{th}} = 6,3 E_r$ (soit $U_{\text{latt}_{th}} = 2,4$ μ K) pour $P_{\text{lattice}} = 8$ W, où l'énergie de recul est définie par $E_r/\hbar = \hbar^2 k_{\text{lattice}}^2 / (2m_{\text{Rb}}) = 2\pi \times 8,1$ kHz. Cette valeur est en accord avec la profondeur maximale que nous avons mesurée expérimentalement.

3.3.2 Confinement transverse

Un laser *Yb* fibré, ayant une longueur d'onde de $\lambda_{\text{dipole}} = 1064$ nm, est superposé au réseau vertical réalisant un piège dipolaire transverse. Bien que ce laser possède une puissance maximale de 20 W, il est utilisé nominalelement avec une puissance de $P_{\text{dipole}} = 2,15$ W sur les atomes où il est focalisé à un rayon à $1/e^2$ de 190 μ m.

La profondeur du piège dipolaire est alors définie par :

$$U_{\text{dipole}} = (1/8) \hbar \Gamma (I_{\text{dipole}}/I_{\text{sat}}) (\Gamma/\Delta_{\text{dipole}}) \quad (3.5)$$

où I_{dipole} est l'intensité du piège dipolaire et $\Delta_{\text{dipole}} = \omega_{\text{dipole}} - \omega_{\text{at}} < 0$ est le désaccord de résonance atomique du piège dipolaire en première approximation. Ce faisceau étant loin de la résonance atomique, il faut alors prendre en compte les termes provenant du Hermitien conjugué du terme d'interaction ainsi que la pondération des coefficients de Clebsch-Gordan.

Comme le faisceau de piège dipolaire est focalisé au niveau des atomes, la longueur de Rayleigh est bien plus faible que celle du laser Verdi et vaut $z_R = 10,7$ cm. La profondeur maximum théorique du piège dipolaire ainsi obtenue est de $U_{\text{dipoleth}} = -59,3 E_r$ (soit $U_{\text{dipoleth}} = 5,7 \mu\text{K}$) pour $P_{\text{dipole}} = 2,15$ W, avec pour énergie de recul $E_r/\hbar = \hbar^2 k_{\text{dipole}}^2 / (2m_{\text{Rb}}) = 2\pi \times 2,0$ kHz où $k_{\text{dipole}} = 2\pi/\lambda_{\text{dipole}}$ est le vecteur d'onde du laser de confinement transverse.

3.4 Préparation des atomes

À la fin de la phase de mélasse, le refroidisseur est coupé environ 1 ms avant le repompeur. Les atomes sont ainsi pompés dans les états $|5s \ ^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0, \pm 1, \pm 2\rangle$ de manière équirépartie. On les prépare ensuite dans l'état $|5s \ ^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$ de manière à être insensible au champ magnétique au premier ordre lors de l'interféromètre. Pour cela, on applique le champ de biais afin de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman, puis des impulsions de dépompeur et de pompage optique sont envoyées sur les atomes.

Le dépompeur est un faisceau issu du refroidisseur, accordé sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ (voir figure 3.9). Par émission spontanée, les atomes retombent dans les niveaux $|F = 1\rangle$ ou $|F = 2\rangle$. On obtient après 2 ms de dépompeur tous les atomes dans $|F = 1\rangle$ tous sous-niveaux $|m_F\rangle$ confondus.

Le pompage optique permet ensuite de transférer les atomes depuis $|F = 1, m_F = 0, \pm 1\rangle$ à $|F = 1, m_F = 0\rangle$. D'après les coefficients de Clebsch-Gordon dans les sous-niveaux Zeeman (voir annexe A), illuminer la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 0\rangle$ avec un faisceau provenant du repompeur avec les polarisations σ_+ et σ_- sur les atomes permet d'obtenir l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ comme état noir (voir figure 3.9). On peut aligner le dipôle magnétique des atomes selon la verticale avec un champ de biais vertical. Ce qui permet d'obtenir la bonne configuration de polarisation (σ_+ et σ_- , sans avoir de transition π) à partir d'un faisceau horizontal polarisé linéairement selon l'axe horizontal (voir figure 3.10). On applique ainsi le pompage optique durant 0,3 ms, transférant 95% des atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

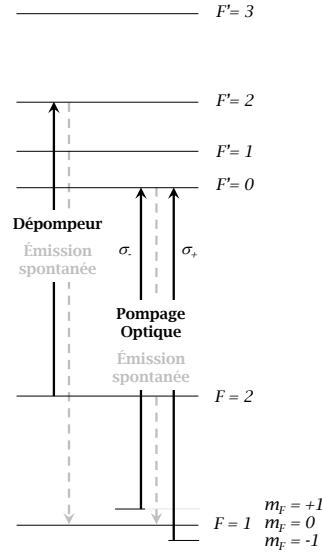


FIG. 3.9 – Niveaux d'énergie de l'atome de ^{87}Rb ainsi que les transitions utilisées pour le dépompeur et le pompage optique.

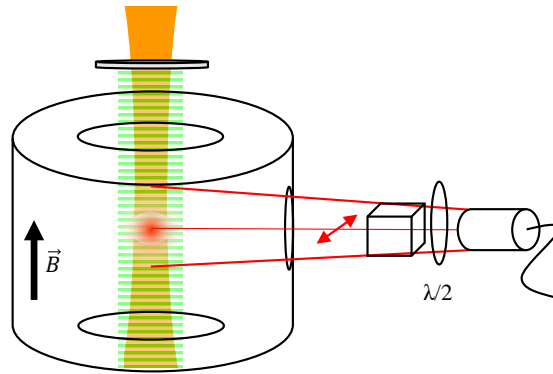


FIG. 3.10 – Schéma optique décrivant le dispositif expérimental pour le pompage optique.

3.5 Champs électromagnétiques d'interrogation

Une fois les atomes préparés dans $|F=1, m_F=0\rangle$, on peut appliquer durant le temps de piégeage des impulsions électromagnétiques changeant l'état interne et/ou l'état externe des atomes. Selon le type de séquence d'impulsions, on peut réaliser de la spectroscopie des états de Wannier-Stark, une horloge atomique sur la transition hyperfine de l'état fondamental du ^{87}Rb , ν_{HFS} , ou différents types d'interféromètres atomiques sensibles à la fréquence de Bloch ν_B .

3.5.1 Micro-onde

Les impulsions micro-onde sont réalisées à l'aide d'un générateur radio-fréquence Rohde & Schwarz Signal Generator SML01 mélangé avec un signal à 7 GHz généré dans une chaîne micro-onde, ce qui permet de balayer la fréquence autour de la fréquence de la transition hyperfine à 6,834 GHz, $|F=1\rangle \rightarrow |F=2\rangle$. Le vecteur d'onde micro-onde étant beaucoup plus faible que celui du réseau ($k_{\text{MW}} = 2\pi \times \nu_{\text{HFS}}/c \ll k_{\text{lattice}}$), seul un changement d'état interne est réalisable par cette transition micro-onde du fait de l'absence de couplage vers les puits voisins (voir équation 2.37).

L'onde micro-onde est délivrée par une antenne située à proximité d'un des hublots de l'enceinte à vide. Sa position est déterminée expérimentalement et optimisée sur le couplage des atomes au champ qui s'établit dans l'enceinte à vide, et dont les modes sont difficiles à contrôler du fait de la géométrie complexe de l'enceinte. On peut alors réaliser des impulsions π micro-onde d'une durée de $\tau_{\text{MW}} = 1$ ms avec une puissance de l'ordre de 10 dBm.

3.5.2 Lasers Raman

Précédemment décrite dans le Chapitre 2, une transition Raman stimulée est une transition à deux photons. Dans le cas du ^{87}Rb , chacun des deux photons est désaccordé de résonance d'une fréquence Δ_{Ram} de la raie D2 du ^{87}Rb avec une différence de fréquence entre ces deux photons de $\nu_{\text{R}} = \nu_{\text{R1}} - \nu_{\text{R2}}$ qui correspond à la transition hyperfine ν_{HFS} du niveau fondamental du ^{87}Rb (voir figure 3.11). Une telle transition permet donc de changer l'état interne des atomes. Pour des désaccords de résonance assez grand, Δ_{Ram} de l'ordre du GHz, l'émission spontanée pendant la transition est négligeable.

De plus, si l'on considère que ce couplage est lié à l'absorption et à l'émission stimulée des deux photons $h\nu_{\text{R1}}$ et $h\nu_{\text{R2}}$ par l'atome, la conservation de l'impulsion implique qu'une impulsion $\hbar k_{\text{eff}}$ est communiquée au système, dont l'amplitude dépend de la géométrie. En configuration co-propageante l'impulsion effective se définit par $k_{\text{eff}} = k_{\text{R1}} - k_{\text{R2}} \sim k_{\text{MW}}$ tandis qu'en configuration contra-propageante $k_{\text{eff}} = k_{\text{R1}} + k_{\text{R2}} \sim 2k_{\text{R1}}$ où k_{R1} est dans le domaine optique (voir figure 3.12).

Dans notre géométrie piégée, l'utilisation de faisceaux Raman contra-propageants permet d'induire des transitions entre puits adjacents. Ces transitions sont possibles lorsque :

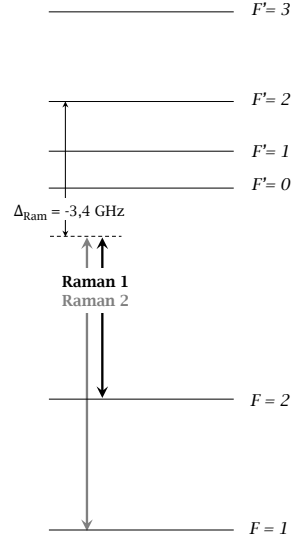


FIG. 3.11 – Niveaux d'énergie de l'atome de ^{87}Rb ainsi que les transitions utilisées pour les faisceaux Raman désaccordés de résonance de Δ_{Ram} .

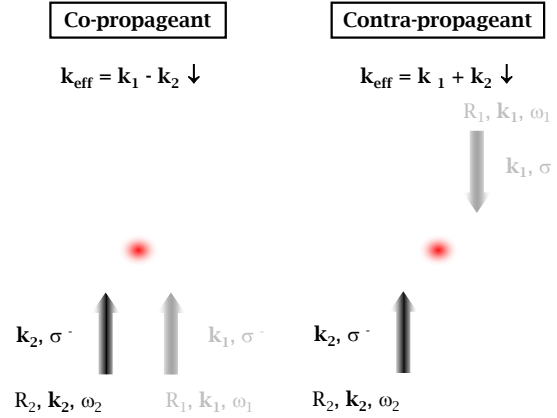


FIG. 3.12 – Géométrie co-propageante et contra-propageante des transitions Raman stimulées.

- la conservation de l'impulsion permet alors le couplage des atomes vers des puits adjacents par le transfert de l'impulsion effective vers les photons du réseau. En configuration contra-propageante $k_{\text{eff}} \sim k_{\text{lattice}}$;
- la conservation de l'énergie permet la sélection du puits vers lequel le couplage sera effectif, quand la condition de résonance est vérifiée $\nu_R = \nu_{R1} - \nu_{R2} = \nu_{\text{HFS}} + \Delta m \times \nu_B$.

Enfin, la force du couplage est liée au recouvrement des fonctions d'onde de Wannier-Stark, dont l'extension spatiale dépend de la profondeur du réseau.

Expérimentalement, les faisceaux Raman sont superposés au réseau optique et au piège dipolaire définissant le piège mixte. Ils sont collimatés tout le long du trajet vers les atomes avec un rayon à $1/e^2$ de 5 mm afin de permettre d'avoir au niveau des atomes, dont l'extension transverse est limitée par le piège dipolaire, un profil gaussien très plat, qui correspond théoriquement à une inhomogénéité d'intensité inférieure au %. Nous avons aussi utilisé des faisceaux Raman ayant un rayon à $1/e^2$ de 2,5 mm sans que cela n'induisse des inhomogénéités d'intensité plus importantes au niveau des atomes.

Les deux faisceaux Raman sont superposés en amont de l'enceinte à vide en polarisations linéaires croisées puis transformés en polarisations circulaires sur les atomes par le passage au travers de lames à retard de phase $\lambda/4$ et $\lambda/2$. Ces lames sont utilisées pour compenser les défauts de polarisation dus au passage au travers différents miroirs dichroïques (voir figure 3.13). Ainsi on obtient au niveau des atomes des faisceaux Raman verticaux en σ_+ pour ν_{R1} et en σ_- pour ν_{R2} . À la sortie de l'enceinte à vide, ils sont linéarisés par une lame à retard $\lambda/4$ afin que le faisceau de Raman 2 soit filtré par un cube séparateur de polarisation. La réflexion sur le miroir de rétro-réflexion des Raman renvoie le faisceau Raman 1 re-circularisé par la lame $\lambda/4$ sur les atomes. On obtient alors une paire de Raman contra-propageants avec un faisceau σ_- pour ν_{R1} se propageant vers le bas et un faisceau σ_+ pour ν_{R2} se propageant vers le haut (voir figure 3.13).

L'utilisation de faisceaux Raman permet en outre de disposer d'un outil d'étiquetage des états externes par la modification simultanée de leur état interne, ce qui permet de réaliser la mesure de l'état de sortie de l'interféromètre par une mesure de fluorescence de l'état interne [Bordé, 1989].

3.6 Détection

Deux méthodes de détection sont principalement utilisées. La première est une imagerie de la fluorescence du nuage d'atomes froids sur une caméra CCD pendant une impulsion à résonance. La seconde est une mesure de temps de vol où les atomes sont lâchés du piège et fluorescent à la traversée de nappes de lumières à résonance situées 10,4 cm plus bas.

3.6.1 Détection *in situ* avec une caméra CCD

La détection au moyen d'une caméra CCD (Hamamatsu C9100 – 02S1) s'effectue à l'aide d'une impulsion à résonance avec la transition atomique, après l'arrêt des confinements longitu-

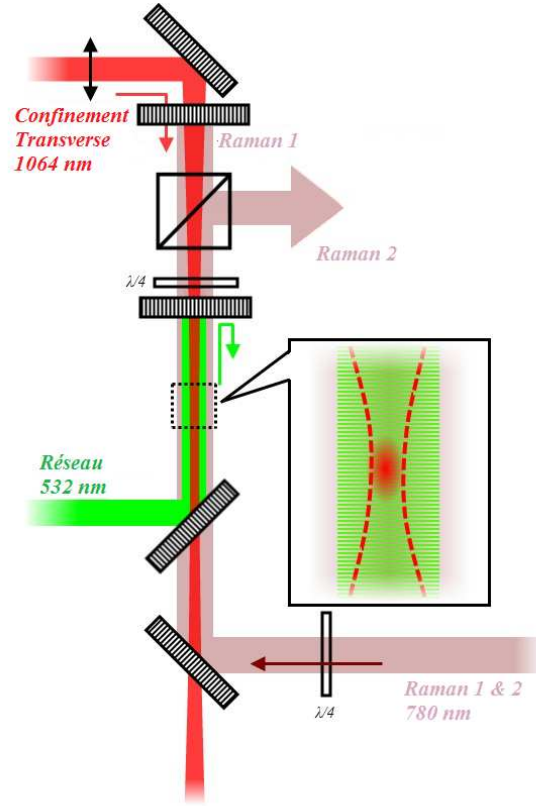


FIG. 3.13 – Schéma optique décrivant l'agencement des faisceaux Raman en configuration contre-propagante par rapport au piège mixte. La superposition des différents faisceaux est faite à l'aide de miroirs dichroïques.

dinaux et transverses. La fluorescence est collectée au moyen d'un montage $2f - 2f$, imageant ainsi les atomes dans le piège mixte sur la caméra CCD (voir figure 3.14). La détection *in situ* reste cependant limitée par la résolution optique de l'imagerie, ne permettant pas d'accéder à la résolution des différents sites du réseau optique. L'utilisation de cette méthode de détection nous a permis de déterminer la distribution spatiale des atomes dans le piège mixte.

3.6.2 Mesure par temps de vol

La mesure par temps de vol que nous utilisons a été développée pour les horloges atomiques. Elle permet de compter le nombre d'atomes dans chacun des états hyperfins de l'atome de ^{87}Rb et d'en déduire la probabilité de transition [Santarelli *et al.*, 1999]. Utilisant la propriété d'étiquetage des transitions Raman, il est alors possible de remonter au déplacement des atomes

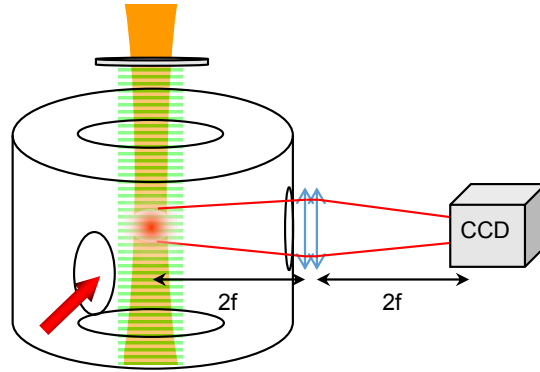


FIG. 3.14 – Schéma de l'imagerie par caméra CCD.

dans le réseau optique par la mesure du nombre d'atomes dans chacun des deux états hyperfins de l'état fondamental du ^{87}Rb .

La détection par temps de vol s'effectue, après leur libération du piège mixte, lors du passage des atomes en chute libre au travers de trois nappes laser de détection (voir figure 3.15) :

- une première nappe rétro-réfléchie de refroidisseur fait fluorescer les atomes dans $|F = 2\rangle$. Les photons de fluorescence sont collectés par un dispositif optique imageant le passage des atomes sur une photodiode (voir figure 3.16), permettant de déterminer la population N_2 d'atomes dans $|F = 2\rangle$. La partie basse de la nappe de refroidisseur n'étant pas rétro-réfléchie, les atomes dans $|F = 2\rangle$ sont ensuite poussés hors de la trajectoire de la chute libre pour ne pas perturber la mesure de la population d'atomes dans $|F = 1\rangle$;
- une seconde nappe de repompeur permet de changer l'état interne des atomes dans $|F = 1\rangle$ et de les pomper dans l'état $|F = 2\rangle$;
- et une dernière nappe rétro-réfléchie de refroidisseur fait fluorescer les atomes précédemment dans $|F = 1\rangle$ et à présent dans $|F = 2\rangle$. La collection de leur fluorescence sur une seconde photodiode permet de remonter à la population N_1 d'atomes dans l'état $|F = 1\rangle$.

De ces deux signaux provenant de deux photodiodes distinctes (Hamamatsu $S - 1337$), on peut tracer les signaux temporels de fluorescence, nous renseignant à la fois sur la température des atomes par la dispersion de leur vitesse et sur la répartition de leur population par l'intégration du signal temporel (voir figure 3.17). Par ailleurs, nous avons placé devant les photodiodes un filtre interférentiel centré sur $\lambda = 780 \text{ nm}$ (de bande passante $\delta\lambda = 10 \text{ nm}$) afin d'atténuer la lumière parasite provenant par exemple des lasers Verdi et de confinement transverse.

À partir de l'intégration des signaux temporels, on en déduit les populations N_1 et N_2 que l'on retraduit sous la forme de probabilité de transition :

$$P_e = \frac{N_2}{N_1 + N_2} \quad (3.6)$$

où P_e est la probabilité de transition de l'état $|F = 1\rangle$ vers l'état $|F = 2\rangle$.

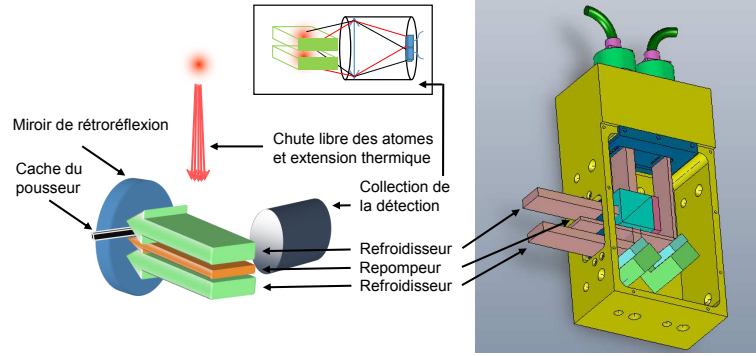


FIG. 3.15 – Schéma optique de la détection par temps de vol permettant de mesurer les populations dans les états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ et schéma du montage optique générant les trois nappes de lumière à partir de deux faisceaux fibrés et collimatés.

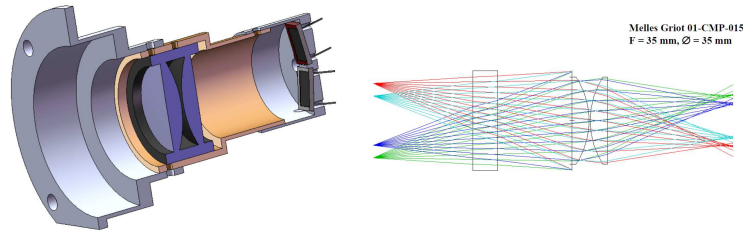


FIG. 3.16 – À gauche, schéma mécanique de la collection de la détection par temps de vol. À droite, tracé de rayon de la collection de la fluorescence des populations dans les états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ sur chacune des deux photodiodes. Les atomes sont à gauche et les photodiodes à droite.

3.7 Séquence de mesure

Pour résumer ce chapitre, la séquence temporelle de l'expérience est représentée sur la figure 3.18. Elle commence par la génération des atomes froids avec un PMO-3D chargé par un PMO-2D. Sont alors piégés les atomes sélectionnés géométriquement par l'onde stationnaire et le piège dipolaire générant le piège mixte. Ensuite les atomes sont préparés par dépompage et pompage optique dans le niveau $|F = 1, m_F = 0\rangle$ afin d'être insensible au champ magnétique

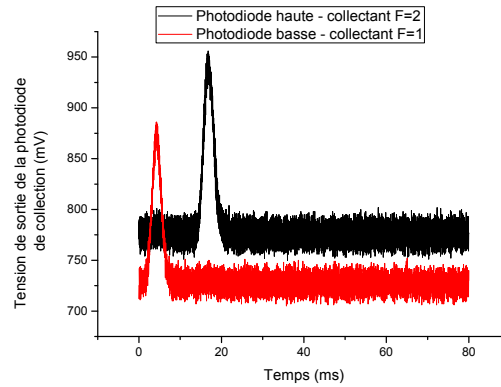


FIG. 3.17 – Signaux temporels vus par les photodiodes de collection de la détection par temps de vol, permettant de remonter à la distribution des populations des états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. On observe un décalage sur les signaux, qui dépend de la collection de la lumière parasite de chacune des deux photodiodes. Aussi, bien que ces décalages ne soient pas les mêmes pour les deux photodiodes, on s'en affranchit en mesurant l'aire des temps de vol pour remonter au nombre d'atomes dans chacun des niveaux hyperfins.

au premier ordre. Les différents types d'interféromètres peuvent ensuite être réalisés à l'aide de transitions Raman stimulées et d'impulsions micro-onde. On mesure enfin par temps de vol les populations des états internes $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$, ce qui permet de remonter aux modifications de leur état externe durant les interféromètres.

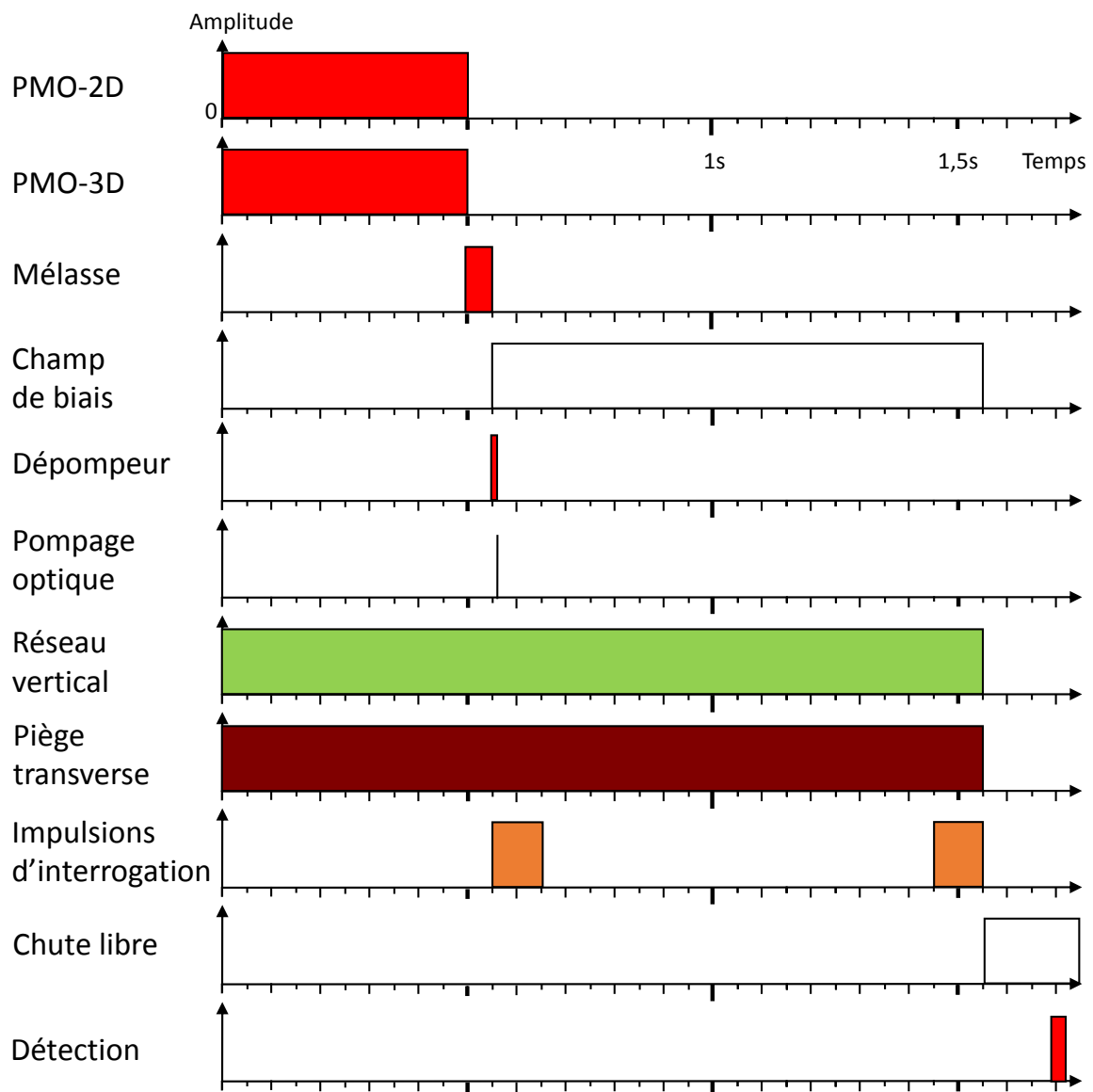


FIG. 3.18 – Séquence temporelle de l'expérience pour un temps de piégeage nominal d'une seconde et un interféromètre Ramsey-Raman.

Chapitre 4

Sources optiques utilisées

Différents lasers sont utilisés dans ce dispositif expérimental afin d'interagir avec les atomes. Certains sont à des fréquences proches de la résonance atomique et sont générés par des diodes lasers en cavité étendue, tandis que ceux réalisant le piège mixte sont très désaccordés et nécessitent des lasers de forte puissance.

4.1 Repompeur et refroidisseur

Nous allons décrire les différents lasers utilisés pour la génération d'atomes froids. Ce banc laser est constitué de deux lasers : un laser repompeur et un laser refroidisseur amplifié. Ceux-ci sont ensuite séparés en plusieurs faisceaux pour assurer les différentes fonctions nécessaires à l'expérience : la préparation, la détection, ainsi que les asservissements des lasers Raman. Les différents asservissements sont réalisés à partir du laser repompeur qui est lui-même asservi sur une raie du ^{87}Rb et servira de référence absolue aux autres lasers proches de résonance.

4.1.1 Diode laser en cavité étendue et amplification

Nous verrons ici les technologies utilisées pour générer nos différents faisceaux lasers à 780 nm.

Diode laser en cavité étendue :

La caractéristique principale d'une diode laser en cavité étendue (DLCE) est la longueur de sa cavité qui a pour effet de diminuer la largeur de raie du laser [Baillard *et al.*, 2006]. Une diode laser classique lase entre les deux faces clivées du semi-conducteur, de longueur l_{DL} de l'ordre du millimètre. Avec une longueur de la cavité externe de l_{DLCE} , la largeur spectrale du laser

devient d'après de la formule de Schawlow-Townes [Schawlow & Townes, 1958] :

$$\delta\nu_{\text{DLCE}} = \left(\frac{n_{\text{DL}} l_{\text{DL}}}{l_{\text{DLCE}}} \right)^2 \delta\nu_{\text{DL}} \quad (4.1)$$

où n_{DL} est l'indice de réfraction de la diode laser.

Le montage optique d'un tel laser se compose des éléments suivants (voir figure 4.1) :

- la diode laser dont on veut affiner la largeur spectrale,
- une lentille de collimation asphérique à faible focale ($f \sim 4,0$ mm), le faisceau étant fortement divergent en sortie de diode laser,
- un filtre interférentiel sélectionnant spectralement le mode qui sera amplifié dans la cavité,
- un œil-de-chat pour augmenter la stabilité de la cavité étendue vis-à-vis de ses éventuelles déformations (thermiques principalement), en focalisant le faisceau sur le miroir de réflexion et en le re-collimatant en sortie de cavité étendue ($f = 18,7$ mm pour les deux lentilles).

Les filtres présentent un maximum de transmission à 780 nm pour un angle d'incidence de 6° par rapport à la normale. Cet angle est assez important pour éviter que les éventuelles réflexions parasites sur le filtre ne retourne dans la diode laser.

On utilise généralement deux types de diodes :

- des diodes SHARP pouvant fournir de l'ordre de 30 mW à la fréquence voulue une fois insérée dans la cavité étendue, pour un courant de fonctionnement relativement modeste de 90 mA,
- et des diodes EAGLEYARD dont la face de sortie est traitée anti-reflet. On obtient avec celles-ci des puissances typiques de 50 mW en sortie de DLCE pour un courant de fonctionnement équivalent.

Ainsi typiquement pour une diode EAGLEYARD (modèle EYP-RWE-0790-04000-0750-TOC03-0000), la diode laser a une largeur spectrale à mi-hauteur de 20 nm pour une longueur de cavité de quelques millimètres. Elle est ensuite placée dans une cavité étendue de 10 cm de long avec un filtre interférentiel de $\delta\lambda = 0,3$ nm de bande passante. Comme décrit dans [Baillard *et al.*, 2006], le spectre de sortie de la DLCE peut être caractérisé lors d'un battement entre deux diodes identiques. On obtient un spectre dont le bruit à basse fréquence autour de la porteuse est assez bien décrit par une Gaussienne avec une largeur spectrale à mi-hauteur de l'ordre de $\delta\nu_{\text{DLCE}} = 150$ kHz en FWHM, tandis que le bruit blanc de fréquence donne alors une Lorentzienne pour les fréquences supérieures à 2,5 MHz autour de la porteuse. L'accordabilité de ces DLCE est

de l'ordre de 1 GHz sans saut de mode. Elles délivrent typiquement une puissance optique maximale de $P_{DL} = 55$ mW pour un courant de pompe de $I = 80$ mA, avec un courant de seuil de $I_{seuil} = 28$ mA.

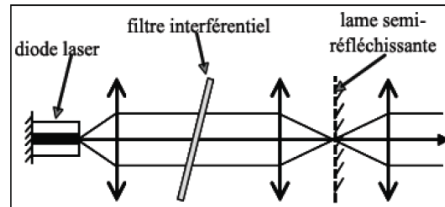


FIG. 4.1 – Schéma optique d'une diode laser à cavité étendue comprenant le filtre interférentiel sélectionnant le mode à amplifier et le miroir de rétro-reflexion de la cavité étendue situé dans un œil-de-chat pour augmenter la stabilité de la cavité étendue.

De manière mécanique, les DLCE sont agencées selon la figure 4.2. Différents actuateurs permettent la modification de la fréquence de sortie de la DLCE et sont listés du plus lent au plus rapide :

- le module Peltier de la base agissant sur la longueur de la cavité par dilatation ou contraction des matériaux de la base (aluminium principalement),
- le module Peltier de la diode agissant sur la longueur de la diode laser,
- le piezo-électrique sur lequel repose le miroir de rétro-réflexion de la cavité étendue alimenté par haute-tension, modifiant la longueur de la cavité ($V_{max} = 700$ V),
- et le courant de pompe de la diode laser modifiant essentiellement la longueur de la cavité de la diode par effet Joule.

Il est important de préciser que les deux modules Peltier sont indépendants des asservissements en fréquence des lasers. En effet, ceux-ci sont stabilisés indépendamment sur une valeur arbitraire proche de celle équivalente de la température de la salle d'expérimentation à l'aide d'un régulateur PID (pour proportionnel-intégrateur-dérivé). Leurs senseurs sont des thermistances intégrés à la diode ou placés en contact avec la base.

Amplification :

Tandis que pour le repompeur la puissance de sortie d'une DLCE est suffisante, le refroidisseur nécessite une intensité plus importante pour refroidir les atomes efficacement. On injecte alors un amplificateur optique évasé (TA, "tapered amplifier" en anglais) avec la diode laser en cavité étendue du refroidisseur (voir figure 4.5). Cet amplificateur délivre une puissance optique de

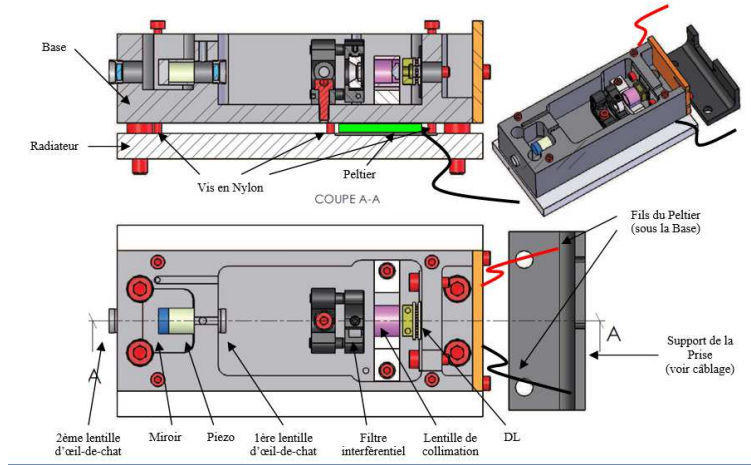


FIG. 4.2 – Schéma mécanique d'une diode laser à cavité étendue, où sont visibles les actuateurs de la DLCE : module Peltier de la base, module Peltier de la diode, piezo-électrique sur lequel repose le miroir de rétro-réflexion, courant de pompe de la diode laser.

$P_{TA} = 300$ mW pour un courant de pompe de $I = 1,35$ A. Un amplificateur optique évasé est un milieu amplificateur dont la forme est évasée vers la sortie afin de limiter l'intensité dans le guide du milieu amplificateur au cours de l'amplification (voir figure 4.3).

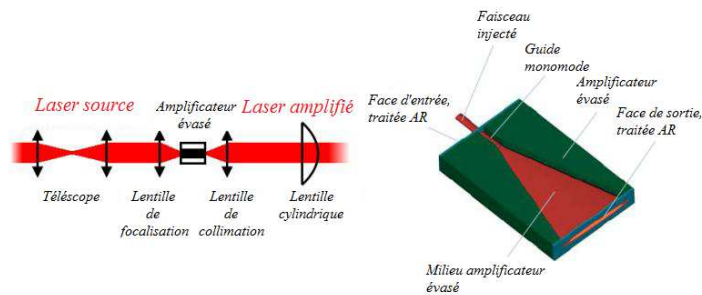


FIG. 4.3 – Schéma optique d'un amplificateur optique évasé délivrant une puissance optique $P_{TA} = 300$ mW pour un courant de pompe de $I = 1.35$ A.

4.1.2 Banc optique

Le banc optique des lasers repompeur et refroidisseur comprend leurs deux DLCE, la mise en forme de leurs faisceaux à l'aide de prismes anamorphoseurs (voir figure 4.5). Le refroidisseur est ensuite amplifié dans le TA, puis une partie est prélevée pour des fonctions annexes de détection et de dépompeur (fibre 5). Le repompeur est lui-aussi séparé en plusieurs voies, dont une sert à l'asservissement sur une raie d'absorption saturée, et d'autres pour d'autres fonctions

annexes décrites plus loin (fibre 4). Les faisceaux de refroidisseur et de repompeur sont ensuite superposés sur un cube séparateur de polarisation, puis passent au travers d'un AOM dont l'ordre +1 est enfin injecté dans les fibres optiques en direction des atomes. L'AOM est ici utilisé comme un interrupteur optique rapide (temps de montée $\tau_{\text{montée}} \sim 1 \mu\text{s}$). Des obturateurs mécaniques supplémentaires permettent d'obtenir une atténuation plus efficace des faisceaux avec un temps de montée $\tau_{\text{montée}} \sim 1 \text{ ms}$ et d'interrompre les injections de fibre de façon indépendante pour chacun des deux lasers. Les deux faisceaux sont superposés en polarisation croisées puis injectés avec la même polarisation dans les fibres optiques les amenant vers les atomes. Le tableau 4.1 dresse un bilan des fonctions des différents faisceaux injectés dans les fibres, ainsi que des photodiodes utilisées sur le banc.

Les faisceaux repompeur et refroidisseur injectés dans la fibre 6 sont ensuite envoyés sur les atomes pour réaliser le PMO-3D. Pour cela, une séparation en 5 faisceaux est réalisée à l'aide d'un séparateur de faisceaux commercial Schäfter + Kirchhoff (voir figure 4.4). Il est intéressant de noter que ce genre de séparateur est extrêmement stable dans le temps, un seul réaligement a été nécessaire durant ces trois années de thèse.

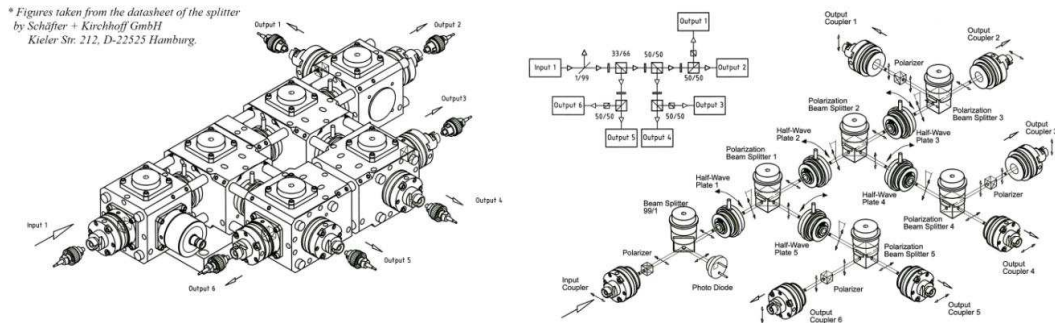


FIG. 4.4 – Séparateur optique Schäfter + Kirchhoff permettant de séparer la lumière provenant d'une fibre dans six autres fibres.

4.1.3 Asservissements en fréquence

Spectroscopie du rubidium - laser de référence :

Le laser repompeur est asservi sur la raie $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ du ^{87}Rb (voir figure 4.6) qui est la plus intense en spectroscopie de transfert de modulation. La spectroscopie par transfert de modulation [McCarron *et al.*, 2008] est une technique de spectroscopie utilisant le schéma traditionnel d'absorption saturée en configuration pompe-sonde contra-propageants, ayant seulement le faisceau pompe modulé. Usuellement en absorption saturée, la raie la plus intense est celle

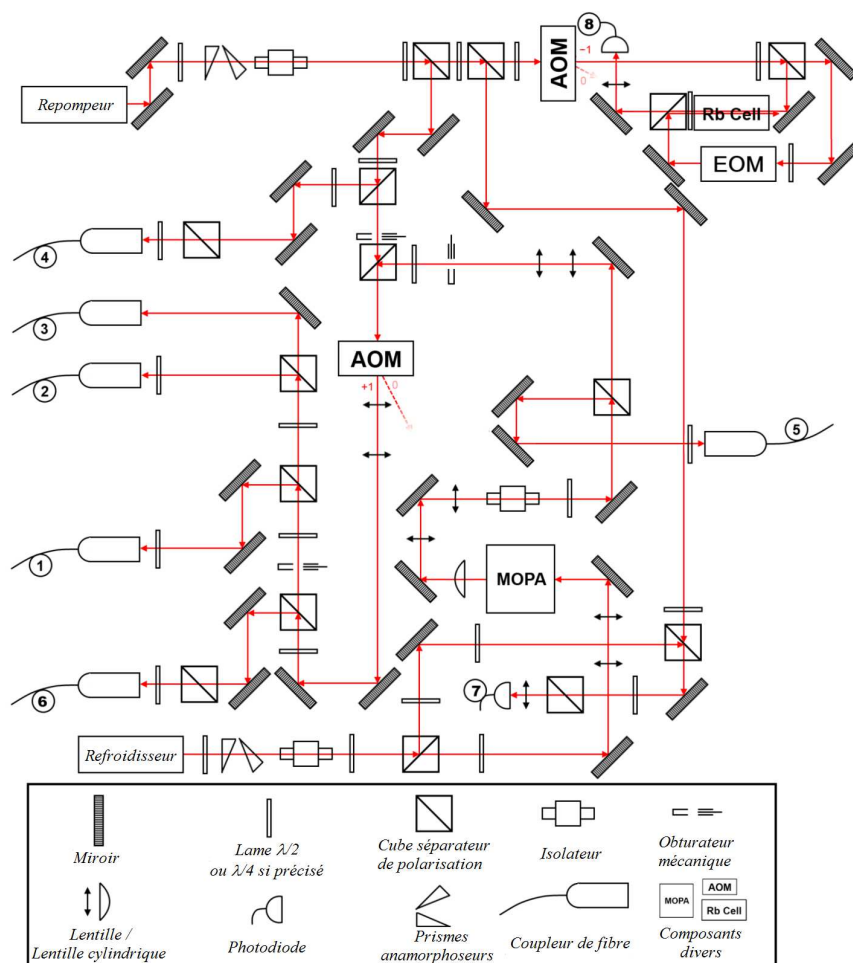


FIG. 4.5 – Schéma du banc optique des lasers repompeur et refroidisseur, provenant de deux diodes laser en cavité étendues.

Numéro	Sortie de fibre ou photodiode	Faisceaux incidents
1	PMO-2D horizontal	Refroidisseur et repompeur
2	PMO-2D vertical	Refroidisseur et repompeur
3	PMO-2D pousseur	Refroidisseur et repompeur
4	Détection - pompage optique	Repompeur
5	Détection - dépompeur	Refroidisseur
6	PMO-3D	Refroidisseur et repompeur
7	Photodiode	Asservissement en fréquence du refroidisseur sur le repompeur
8	Photodiode	Asservissement en fréquence du repompeur sur une raie du ^{87}Rb

TAB. 4.1 – Résumé des différents éléments numérotés utilisés dans la figure 4.5.

de la résonance de croisement de niveaux ("crossover") entre $|F' = 1\rangle$ et $|F' = 2\rangle$. Cependant le choix sur cette expérience s'est porté sur un schéma de transfert de modulation, qui a certes un rapport signal-à-bruit plus faible pour la raie la plus intense mais qui est plus stable dans le temps. En effet n'étant pas affectée par le profil Doppler, la spectroscopie par transfert de modulation supprime plus efficacement les résidus de la ligne de base dus au profil Doppler et est donc moins sensible aux fluctuations de cette ligne de base selon la température. On notera en outre que la cellule de rubidium est chauffée en permanence à une température asservie à $T = 35^\circ\text{C}$ pour augmenter l'absorption et atténuer l'impact des variations de température de la salle d'expérimentation.

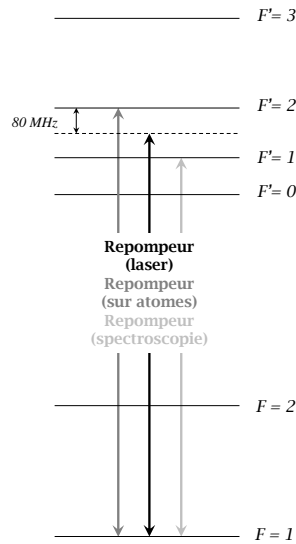


FIG. 4.6 – Niveaux d'énergie de l'atome de ^{87}Rb ainsi que la transition utilisée pour le repompeur et la longueur d'onde véritable du laser.

Par ailleurs, le faisceau de repompeur envoyé sur les atomes est accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ (voir figure 4.6), après avoir été diffracté dans l'ordre +1 d'un modulateur acousto-optique (AOM) à $\nu_{\text{AOM}} = 80 \text{ MHz}$. Il est donc nécessaire d'asservir la diode laser à une fréquence $\nu_{\text{repompeur}} = \nu_{|F=1\rangle \rightarrow |F'=1\rangle} + \nu_{\text{AOM}}$; ce explique la présence d'un AOM avant la cellule de rubidium (voir figure 4.5).

La modulation de la pompe est quant à elle effectuée par le modulateur électro-optique (EOM) modulant la phase du faisceau pompe à $\nu_{\text{EOM}} = 5 \text{ MHz}$. Le faisceau sonde (non-modulé) est recueilli sur une photodiode et démodulé à ν_{EOM} afin d'en extraire le signal d'erreur. On utilise ce signal d'erreur pour asservir le laser en agissant sur le piézo-électrique et le courant de pompe de la diode laser. Dans la boucle de la contre-réaction, on intègre une première fois sur

le courant, puis on réintègre le signal une deuxième fois pour l'envoyer sur le piézo-électrique. Ainsi le piézo-électrique joue le rôle d'un intégrateur lent, tandis que le courant de la diode laser permet un asservissement plus rapide.

Asservissement en fréquence du refroidisseur sur le Repompeur :

Afin d'obtenir un laser à résonance avec la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, l'asservissement en fréquence du refroidisseur est réalisé à partir d'un battement optique avec le faisceau de repompeur (voir figure 4.7). Le signal de battement est ensuite amplifié et mélangé avec un oscillateur local à 7.0 GHz.

Pour éviter les dérives temporelles, cet oscillateur local provient de la multiplication (par 70) de l'oscillateur de référence du LNE-SYRTE délivrant un signal à 100 MHz distribué dans tout le laboratoire. Ce signal de distribution est un signal à 100 MHz, délivré par une chaîne radiofréquence basée sur des quartz de haute pureté spectrale, qui est asservie sur un maser à hydrogène à 100 MHz pour lui assurer une bonne stabilité long terme.

Une fois mélangé à l'oscillateur local à 7.0 GHz, on obtient en sortie de mélangeur un signal radio-fréquence qui est converti en tension pour être comparé à une tension de consigne afin de générer un signal d'erreur pour l'asservissement. Cette différence est envoyée aux actuateurs de la diode (piézo-électrique et courant de pompe) par le biais d'intégrateurs.

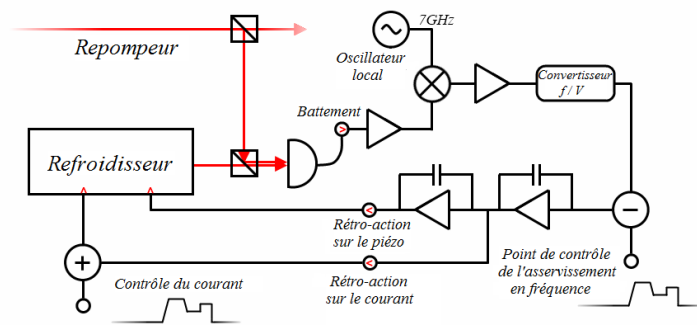


FIG. 4.7 – Schéma de principe de l'asservissement en fréquence du laser refroidisseur sur le laser repompeur (schéma provenant de [Wang, 2011]).

En boucle fermée, la fréquence de la diode laser du refroidisseur suit alors la différence de fréquence (par rapport au laser de référence) déterminée par la tension de consigne. En effet, la fréquence du refroidisseur change au cours d'un cycle de l'expérience (voir figure 4.8) :

- durant les PMO-2D et PMO-3D, la diode du refroidisseur est désaccordée de $\delta = -2\gamma - 80$ MHz pour être désaccordée de résonance atomique de $\delta = -2\gamma$ sur les atomes ;
- lors de la mélasse optique, le désaccord de la diode est alors de $\delta = -20\gamma - 80$ MHz ;
- pour l'impulsion de dépompeur le faisceau utilisé provient du refroidisseur mais sans être diffracté par un AOM, nécessitant un désaccord de la diode de refroidisseur de $\delta = -266,7$ MHz pour être à résonance avec la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ sur les atomes ;
- enfin les nappes de détection proviennent d'un faisceau de refroidisseur n'étant pas diffracté dans l'ordre +1 d'un AOM, aussi la diode du refroidisseur est donc désaccordée de $\delta = 0$ MHz pour être à résonance pendant la phase de détection.

Pour aider le laser à effectuer ces sauts en fréquence, on effectue un saut de point de fonctionnement du laser refroidisseur en jouant sur la consigne du piézo-électrique en même temps que l'on modifie la consigne de l'asservissement.

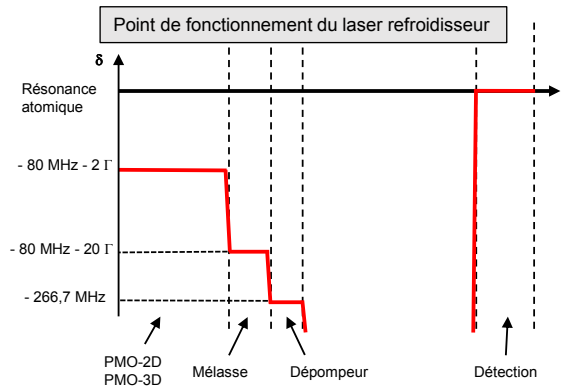


FIG. 4.8 – Séquence temporelle des modifications en fréquence du laser refroidisseur au moyen de la position du piézo-électrique de la DLCE ; défini en fréquence du laser par rapport à la résonance atomique. Pendant la période d'interférométrie (entre le dépompeur et la détection), le refroidisseur est mis hors-résonance afin de limiter l'impact de toute lumière parasite lors de l'interféromètre.

4.1.4 Fonctions supplémentaires à partir du repompeur et du refroidisseur

Le repompeur de la détection, correspondant à la nappe intermédiaire de la détection, est résonant avec la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Il est envoyé sur les atomes par l'injection d'une fibre sur le banc Raman après passage dans l'ordre diffracté +1 d'un AOM à $\nu_{\text{AOM}} = 80$ MHz (voir figure 4.11).

Pour la préparation des atomes dans l'état $|m_F = 0\rangle$, le pompage optique est réalisé sur le banc Raman à l'aide du repompeur deux fois diffracté dans l'ordre -1 d'un AOM à $\nu_{\text{AOM}} = 80$ MHz afin d'être à résonance avec la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 0\rangle$ (voir figure 4.11).

Sur le banc des Raman est aussi présent de manière indépendante le laser de détection, issu du laser refroidisseur (voir figure 4.9), qui génère les nappes de lumière supérieure et inférieure de la détection pour la fluorescence des atomes dans $|F = 2\rangle$ (voir figure 3.15). Il est directement issu de la fibre 5 de la figure 4.5. Il passe ensuite dans l'ordre 0 d'un AOM dont l'ordre $+1$ sert de déversoir à l'asservissement en puissance des nappes de détection (voir figure 4.10) [Wang, 2011]. En effet, la détection collecte non-seulement la fluorescence provenant des atomes mais aussi toute lumière parasite à 780 nm, et en premier lieu celle liée à la diffusion des faisceaux de détection dans l'enceinte. Aussi s'il existe des fluctuations de puissance dans les nappes de la détection, celles-ci induisent des fluctuations de la lumière diffusée, et donc de la ligne de base dans la détection, ce qui entraîne des fluctuations des nombres d'atomes détectés.

L'asservissement en puissance des nappes de détection est réalisé en mesurant la puissance en transmission du miroir de rétro-réflexion des nappes. On choisit un miroir ayant une transmission relativement importante ($T = 1\%$ laissant passer $P_{\text{PD}} \sim 10 \mu\text{W}$) afin d'augmenter le signal de cet asservissement. Ce signal est à comparer au bruit dû à la lumière résiduelle de la salle d'expérimentation ($P_{\text{bruit}} \sim 10 \text{ nW}$). La collection est effectuée sur une photodiode (Hamamatsu $S - 1337$), puis est comparée à une valeur de tension de consigne arbitraire contrôlée par ordinateur. Après un étage d'intégration, le signal de correction est envoyé sur un atténuateur variable régulant la puissance radio-fréquence (à 80 MHz) envoyée dans l'AOM 4.10).

Enfin le dépompeur est réalisé à partir du faisceau refroidisseur de la détection. Une partie du faisceau est injectée dans une fibre (voir figure 4.9) directement envoyée sur les atomes au moyen d'un large collimateur de rayon à $1/e^2$ de 1 cm.

4.2 Les lasers Raman

Les faisceaux Raman sont générés à partir de deux DLCE situées sur un banc optique indépendant de celui de l'enceinte à vide, puis sont transférés par fibre optique jusqu'au banc principal où ils sont asservis en phase et envoyés en espace libre sur les atomes (voir figures 4.11 et 4.14).

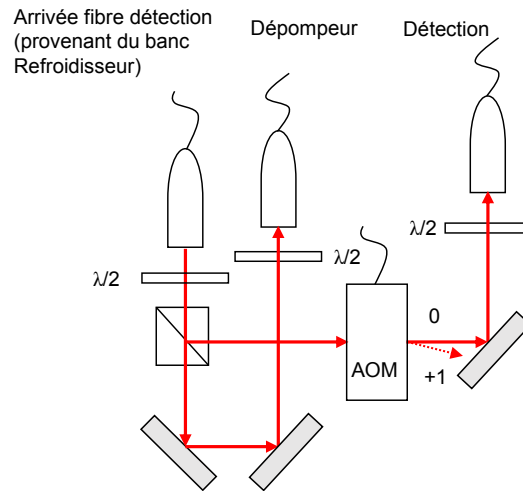


FIG. 4.9 – Schéma de la partie du banc Raman associée au refroidisseur de la détection et au dépompeur.

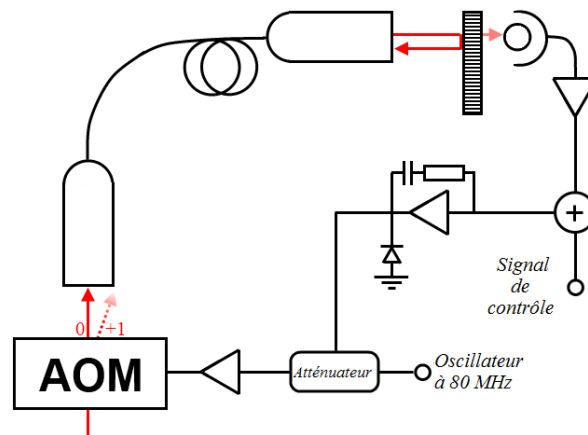


FIG. 4.10 – Schéma de principe de l'asservissement en puissance des nappes de refroidisseur de la détection (schéma provenant de [Wang, 2011]).

4.2.1 Banc optique

La figure 4.11 présente le schéma du montage du banc Raman, on y trouve les deux diodes lasers Raman ainsi que le battement entre le repompeur et Raman 2 permettant l'asservissement en fréquence de Raman 2. Une des caractéristiques du banc optique Raman est l'injection de fibre avec des cubes séparateurs de polarisation sur des montures tournantes. Ils sont placés en amont des fibres afin que la polarisation linéaire de chacun des faisceaux Raman corresponde avec l'axe propre le plus stable de la fibre à maintien de polarisation (voir figure 4.11). Une mesure de caractérisation est effectuée après un cube séparateur en sortie de fibre dont on mesure en continu la puissance en réflexion, qui est réglée à l'extinction. On obtient de cette

manière des fluctuations temporelles de la polarisation, transformée en puissance par le cube en aval de la fibre, de l'ordre de 0,7% en amplitude. Pour comparaison, si une seule lame demi-onde est positionnée en amont des fibres à maintien de polarisation, plutôt qu'un cube sur monture tournante, la stabilité en polarisation est alors de 2% une fois transformée en puissance.

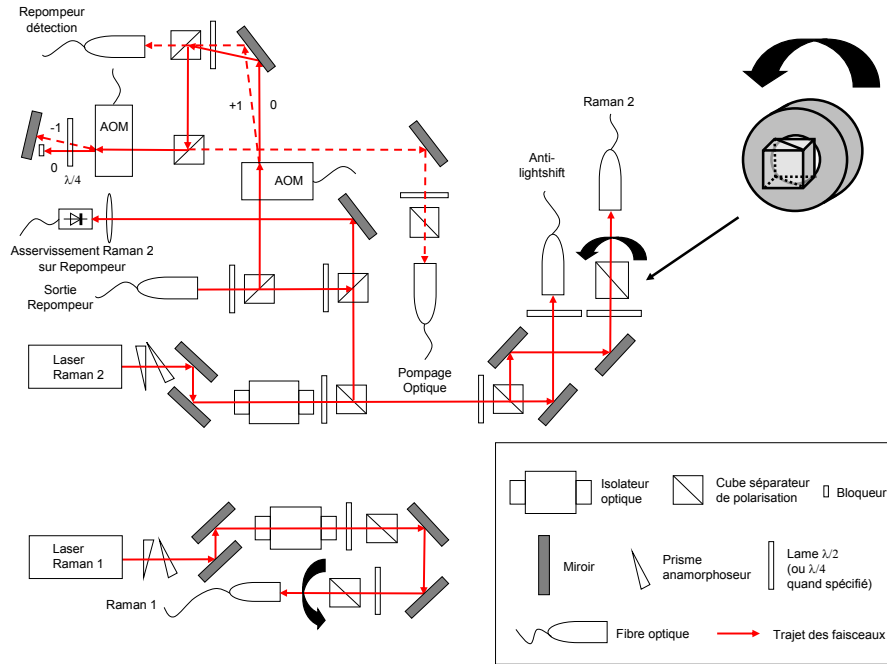


FIG. 4.11 – Schéma du banc optique Raman où Raman 1 et 2 sont générés, ainsi que quelques fonctions utilisant soit Raman 2 tel que le faisceau de compensation de déplacement lumineux différentiel, ou utilisant le repompeur pour l'asservissement de Raman 2 tels que le repompeur de la détection ou le pompage optique.

4.2.2 Configuration contra-propageante

Pour réaliser les transitions Raman stimulées contra-propageantes, les deux faisceaux Raman sont superposés au moyen d'un cube séparateur de polarisation (voir figure 4.14) puis sont amenés sur les atomes à l'aide d'un miroir à 45° (voir figure 4.12). Les faisceaux en amont des atomes sont en polarisations linéaires croisées et seulement l'un des deux faisceaux doit être rétro-réfléchi pour réaliser une transition Raman contra-propageante (voir figure 3.12). Aussi une des deux polarisations est filtrée par un cube séparateur de polarisation situé au dessus de l'enceinte à vide. Par ailleurs, au niveau des atomes les polarisations sont circularisées par des lames d'onde $\lambda/4$. Plus précisément, nous avons en fait sur le trajet aller des faisceaux Raman

deux lames d'onde, une $\lambda/2$ et une $\lambda/4$ afin de compenser les défauts de polarisation engendrés par la traversée des miroirs dichroïques. Ainsi la paire de faisceaux comprenant Raman 2 montant en polarisation σ_+ et Raman 1 descendant en polarisation σ_+ permet d'effectuer les transitions Raman stimulées contra-propageantes (voir figure 4.12). Les faisceaux initiaux sur le schéma 4.12 correspondent aux faisceaux finaux des Raman 1 et 2 après le télescope du schéma 4.14.

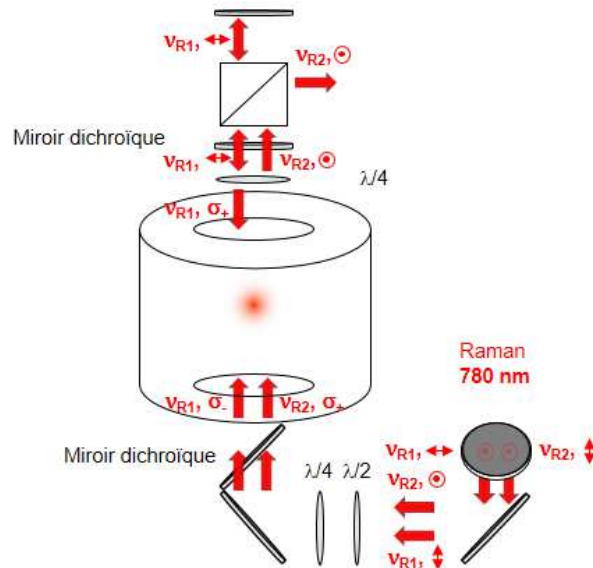


FIG. 4.12 – Schéma de principe de la configuration contra-propageante utilisée pour les transitions Raman stimulées.

4.2.3 Asservissement en fréquence de Raman 2 sur le Repompeur

L'asservissement en fréquence de Raman 2 sur le faisceau de référence est réalisé de la même manière que pour le refroidisseur. On réalise une mesure de la différence de fréquence entre Raman 2 et le laser repompeur à l'aide d'un battement sur un photoconducteur. Cette différence de fréquence est comparée à la fréquence d'un oscillateur local (un oscillateur YIG, "Yttrium Iron Garnet"), puis la différence lors de la comparaison est convertie en tension à l'aide d'un convertisseur fréquence/tension afin de pouvoir rétro-agir après intégration sur les actuateurs de la diode de Raman 2 (voir figure 4.13). La fréquence de Raman 2 est ainsi fixe durant la séquence de mesure et est désaccordée de $\Delta_{\text{Ram}} = -3,4$ GHz de la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Le laser de Raman 1 est lui-aussi désaccordé de $\Delta_{\text{Ram}} = -3,4$ GHz de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ afin d'éviter tout phénomène d'émission spontanée. On trouve une émission spontanée inférieure au % pour une impulsion Raman π .

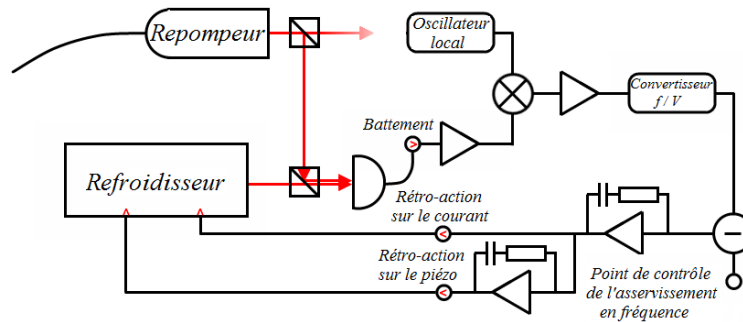


FIG. 4.13 – Schéma de principe de l'asservissement en fréquence de Raman 2 sur le faisceau de référence (schéma provenant de [Wang, 2011]).

4.2.4 Asservissement en phase de Raman 1 sur Raman 2

L'asservissement de Raman 1 sur Raman 2 est réalisée à l'aide d'une boucle à verrouillage de phase (PLL, en anglais "phase lock loop"). En effet, il est important pour réaliser un interféromètre d'avoir un bruit de phase entre les deux lasers Raman le plus faible possible pour diminuer la contribution des fluctuations de phase des faisceaux Raman sur la phase $\Delta\Phi$ de l'interféromètre. Pour cela, on effectue un battement entre Raman 2 et Raman 1 qui se situe sur le banc optique de l'enceinte à vide. Ce battement est réalisé en aval des fibres afin de compenser par l'asservissement en phase les fluctuations de phase dues au trajet dans les fibres à maintien de polarisation (voir figure 4.14). Un montage préliminaire réalisait le battement sur le banc Raman et utilisait une seule fibre dans laquelle étaient injectés les faisceaux Raman en polarisations croisées. L'un des axes propres de la fibre ayant un moins bon maintien de polarisation que le second, les fluctuations de polarisations étaient bien supérieures, engendrant des variations d'intensité de l'ordre de 3% sur les atomes après filtrage en polarisation des Raman avant le miroir de rétro-réflexion. Cela se traduisait par de fortes variations de déplacement lumineux sur les atomes.

Le battement entre Raman 1 et Raman 2 est collecté par un photoconducteur rapide de faible surface ($0.2 \times 0.2 \text{ mm}^2$, Hamamatsu *G* – 4176). Puis le signal de battement est amplifié pour être mélangé avec un oscillateur local à 6,934 GHz (voir figure 4.15). Cet oscillateur local provient d'une chaîne de fréquence bas bruit composée d'un oscillateur à résonateur diélectrique (DRO, en anglais "dielectric resonator oscillator") à 7 GHz, inspirée des chaînes décrites dans [Chambon *et al.*, 2007]. Il est ensuite comparé à un synthétiseur digital direct (DDS, en anglais "direct digital synthesizer") à 66 MHz, appelé DDS1. Le DRO de cet oscillateur local est asservi

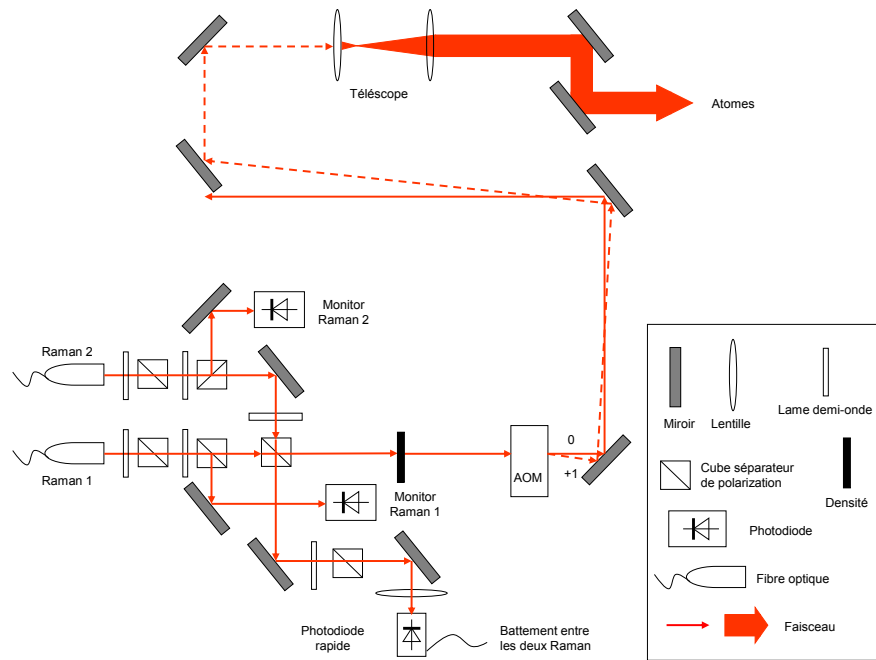


FIG. 4.14 – Schéma de la partie du banc Raman sur le banc optique principal, où Raman 1 et 2 sont superposés, asservis en phase et envoyés sur les atomes après agrandissement du faisceau.

sur le signal à 100 MHz provenant de l'oscillateur de référence du laboratoire (maser + quartz) afin de préserver une très bonne stabilité aux très basses fréquences. La composante radio-fréquence du mélange est ensuite à nouveau amplifiée, divisée par deux en fréquence et comparée en phase avec un synthétiseur digital direct, appelé DDS2. La rétro-action sur la DLCE de Raman 1 est effectuée à partir de cette comparaison en phase après un premier étage d'intégration et de proportionnel puis d'un second étage d'intégration. Pour obtenir un asservissement le plus réactif possible, la voie de rétro-action la plus rapide est utilisée : le courant de la diode. La correction est sommée directement au niveau des broches de la diode à l'aide d'un té de polarisation. En parallèle, le piézo-électrique est lui-aussi asservi après un second étage d'intégration et permet de compenser des dérives plus lentes. On obtient ainsi une bande-passante mesurée pour cet asservissement de l'ordre de 4 MHz.

Pour la spectroscopie des états de Wannier-Stark, les désaccords nécessaires pour satisfaire la condition de résonance à deux photons $\nu_R = \nu_{R1} - \nu_{R2} = \nu_{HFS} + \Delta m \times \nu_B$ sont réalisés en ajustant la fréquence de la DDS.

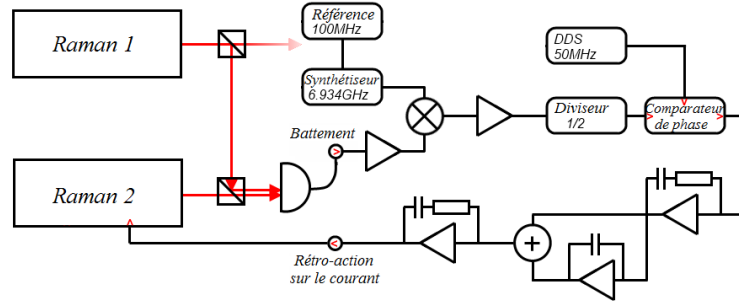


FIG. 4.15 – Schéma de principe de l'asservissement en phase de Raman 1 sur Raman 2.

4.2.5 Fonction supplémentaire présente sur le banc Raman

À partir de la DLCE de Raman 2, une petite partie ($P \simeq 100 \mu\text{W}$) du faisceau est prélevée pour injecter une fibre polarisante. La sortie de cette fibre est superposée au laser de confinement transverse (voir figure 4.16) et sert de compensation de déplacements lumineux différentiels (appelé "anti-lightshift") après une forte atténuation au travers de plusieurs densités neutres.

4.3 Réseau optique vertical

Le réseau optique est généré par un laser Verdi V12, monomode et doublé en fréquence à partir d'un cristal de Nd:YVO_4 . Il délivre une puissance totale de $P_{\text{lattice max}} = 12 \text{ W}$ à la longueur d'onde $\lambda_{\text{lattice}} = 532 \text{ nm}$. À pleine puissance, sa demi-largeur de faisceau au niveau du col est de $w_{\text{lattice}} = 700 \mu\text{m}$ qui est situé à $L = 3,2 \text{ m}$ de la sortie du laser.

4.3.1 Banc optique

Le laser Verdi est situé sur le banc optique principal de $1200 \times 1200 \times 12,7 \text{ mm}$, au centre duquel est installée l'enceinte à vide. Le faisceau est amené sur les atomes après passage dans un AOM (voir figure 4.17), ce qui permet d'interrompre ou d'atténuer la puissance optique du réseau. L'ordre 0 est quant à lui absorbé par un bloqueur de faisceau (voir figure 4.17). Le faisceau est ensuite envoyé verticalement à l'aide d'un miroir dichroïque à 45° (bonne transmission à 1064 nm , haute réflectivité à 532 nm , et $T > 95\%$ à 780 nm) placé sous l'enceinte à vide (voir figure 4.19), puis rétro-réfléchi par un second miroir dichroïque à 0° (bonne transmission à 1064 nm , HR à 532 nm , et $T = 97,7\%$ à 780 nm) situé au-dessus de l'enceinte à vide (voir figure 4.18).

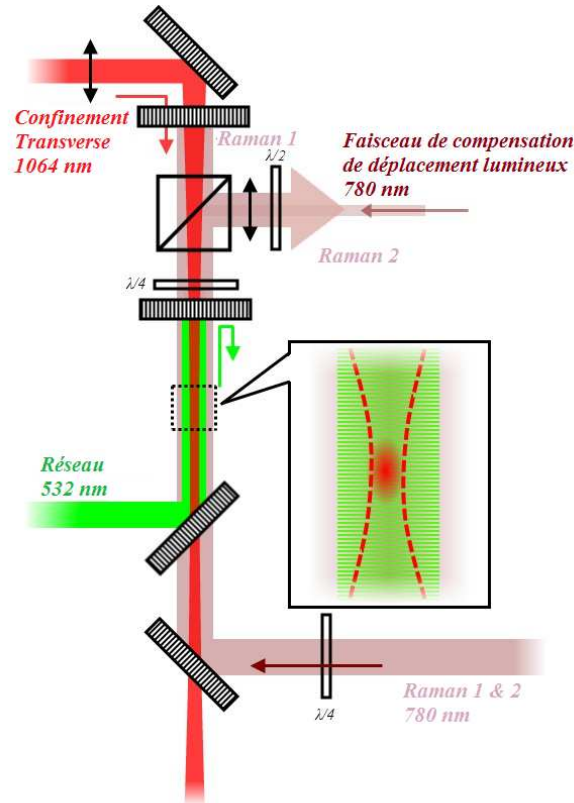


FIG. 4.16 – Schéma optique décrivant l'agencement du faisceau de compensation de déplacements lumineux par rapport au piège mixte. La superposition du faisceau de compensation sur le faisceau de confinement transverse est réalisée à l'aide du cube servant à filtrer l'une des deux polarisations des faisceaux Raman pour la configuration contra-propageante (voir figure 4.18).

La mécanique du support du miroir de rétro-réflexion du laser Verdi est choisie afin de permettre une grande rigidité entre les miroirs de rétro-réflexion du laser Verdi et des laser Raman. En effet, toute vibration introduisant un déplacement d'un des deux miroirs par rapport à l'autre engendre un bruit de phase dans l'interféromètre [Tackmann, 2013].

On s'arrange par ailleurs pour que le col du faisceau se situe au niveau du miroir de manière à ce que l'onde stationnaire soit parfaitement rétro-réfléchi. De plus, la distance entre le miroir et les atomes n'est que de 20 cm, très inférieur à la distance de Rayleigh ($z_R = 2,9$ m).

4.3.2 Asservissement en fréquence sur une cellule d'Iode

La mesure de la fréquence de Bloch étant proportionnelle à la différence de potentiel entre deux puits par $h\nu_B = m_{\text{Rb}}g\lambda_{\text{lattice}}/2$, il est nécessaire de connaître précisément la distance sépa-

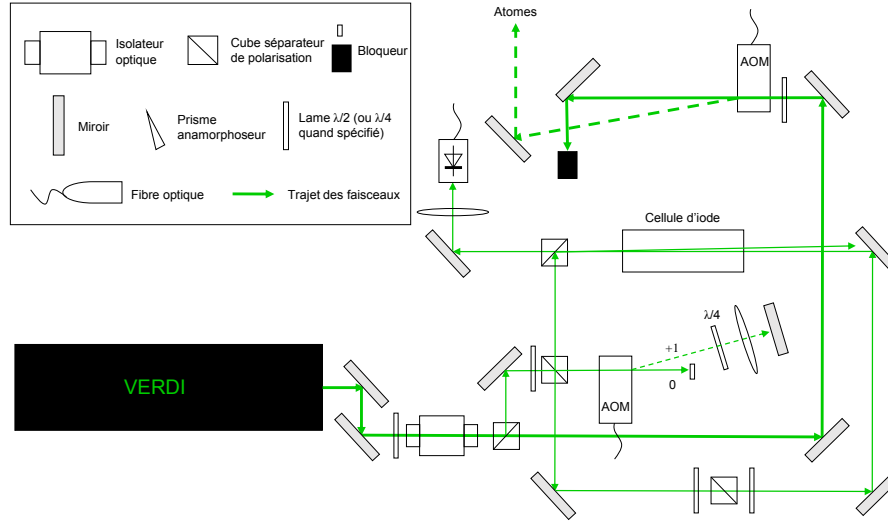


FIG. 4.17 – Schéma optique de l'agencement du laser Verdi sur le banc optique principal.

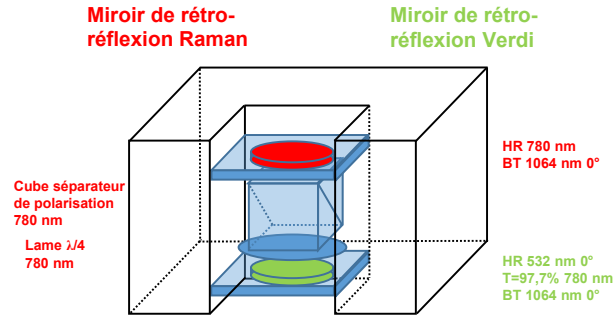


FIG. 4.18 – Schéma mécanique du support du miroir de rétro-réflexion du laser Verdi.

rant deux puits $\lambda_{\text{lattice}}/2$. Pour cela, on asservit en fréquence le laser générant l'onde stationnaire sur une raie de l'Iode moléculaire, qui possède de nombreuses raies dans le vert.

Pour asservir le laser, on réalise un montage d'absorption saturée sur une cellule d'Iode, et on utilise la technique de transfert de modulation (voir figure 4.17). La pompe est modulée par l'AOM autour de la raie de résonance, la sonde est analysée par une photodiode et démodulée à la fréquence de modulation de l'AOM. Plusieurs raies d'Iode moléculaire apparaissent sur le signal d'erreur (voir tableau 4.2). On y observe la structure hyperfine de chacune d'elle, confirmée par la référence [Shen *et al.*, 1999].

La rétro-action s'effectue sur une cale piézo-électrique qui contrôle la longueur de la cavité du Verdi, avec une accordabilité de 7 GHz. On asservit la fréquence du laser Verdi sur la raie

hyperfine $a1$ de la raie 1116 $P(52)32 - 0$ de l'Iode moléculaire, de largeur 10 MHz. Les fluctuations résiduelles de fréquence sont de l'ordre de la largeur de raie hyperfine, nous permettant de déterminer la longueur d'onde du réseau à 2×10^{-8} en relatif.

Raie	Dénomination	Longueur d'onde	Structure	Fréquence
		calculées (nm)	hyperfine	mesurée (kHz)
1114	$R(85)33 - 0$	532,2007		
1115	$R(55)32 - 0$	532,1985	a1	563 309 032 997,2
1116	$P(52)32 - 0$	532,1955	a1	563 312 173 684,1

TAB. 4.2 – Résumé des différentes raies d'Iode moléculaire observées par transfert de modulation (valeurs calculées et mesurées respectivement dans [Shen *et al.* , 1999] et [Holzwarth *et al.* , 2001]).

4.4 Laser de confinement transverse

Superposé à ce laser désaccordé dans le bleu générant l'onde stationnaire, un laser désaccordé dans le rouge réalise le piégeage transverse des atomes. Le laser utilisé est un laser à fibre dopée à l' Yb (Manlight ML20-CW-P-TKS-1550) qui délivre un faisceau continu de longueur d'onde $\lambda_{\text{dipole}} = 1064 \text{ nm}$ ($\delta\lambda \sim 5 \text{ nm}$), ayant une puissance totale de $P_{\text{dipole}_{\text{max}}} = 20 \text{ W}$ pour un rayon à $1/e^2$ de $800 \mu\text{m}$ en sortie de fibre.

4.4.1 Banc optique

La fibre du laser de piège dipolaire est installée sur un banc optique situé au-dessus de l'enceinte à vide (voir figure 4.19). Il passe premièrement au travers d'un AOM fonctionnant en interrupteur et atténuateur de puissance. L'ordre 0 est dissipé dans un bloqueur de faisceau tandis que l'ordre +1 est superposé et centré sur le laser réalisant le réseau optique. Le piège dipolaire transverse est ensuite focalisé au niveau des atomes par une lentille de longueur focale $f = 40 \text{ cm}$. Le rayon à $1/e^2$ au niveau du col du faisceau est de $w_{\text{dipole}} = 180 \mu\text{m}$. Enfin le faisceau ayant traversé l'enceinte à vide est divisé par un cube séparateur de polarisation en deux parties : l'une contenant la majorité de la puissance est envoyée vers un bloqueur de faisceau, l'autre ayant peu de puissance vers une photodiode de contrôle (voir figure 4.19).

4.4.2 Asservissement en puissance

Afin de contrôler le déplacement lumineux différentiel induit par ce laser, il est asservi en puissance au moyen de l'AOM en sortie de fibre. Pour cela, on collecte la puissance optique du laser sur la photodiode de contrôle (Hamamatsu $S-1337$). Le signal de tension de la photodiode est ensuite comparé à une valeur de tension de référence, dont la différence est ensuite transmise *via* un étage d'intégrateur à un atténuateur variable régulant la puissance radio-fréquence envoyée dans l'AOM. Ainsi la puissance optique transmise dans l'ordre diffracté +1 peut être stabilisée telle que la variation de puissance soit nettement inférieure à 1% (voir figure 4.19).

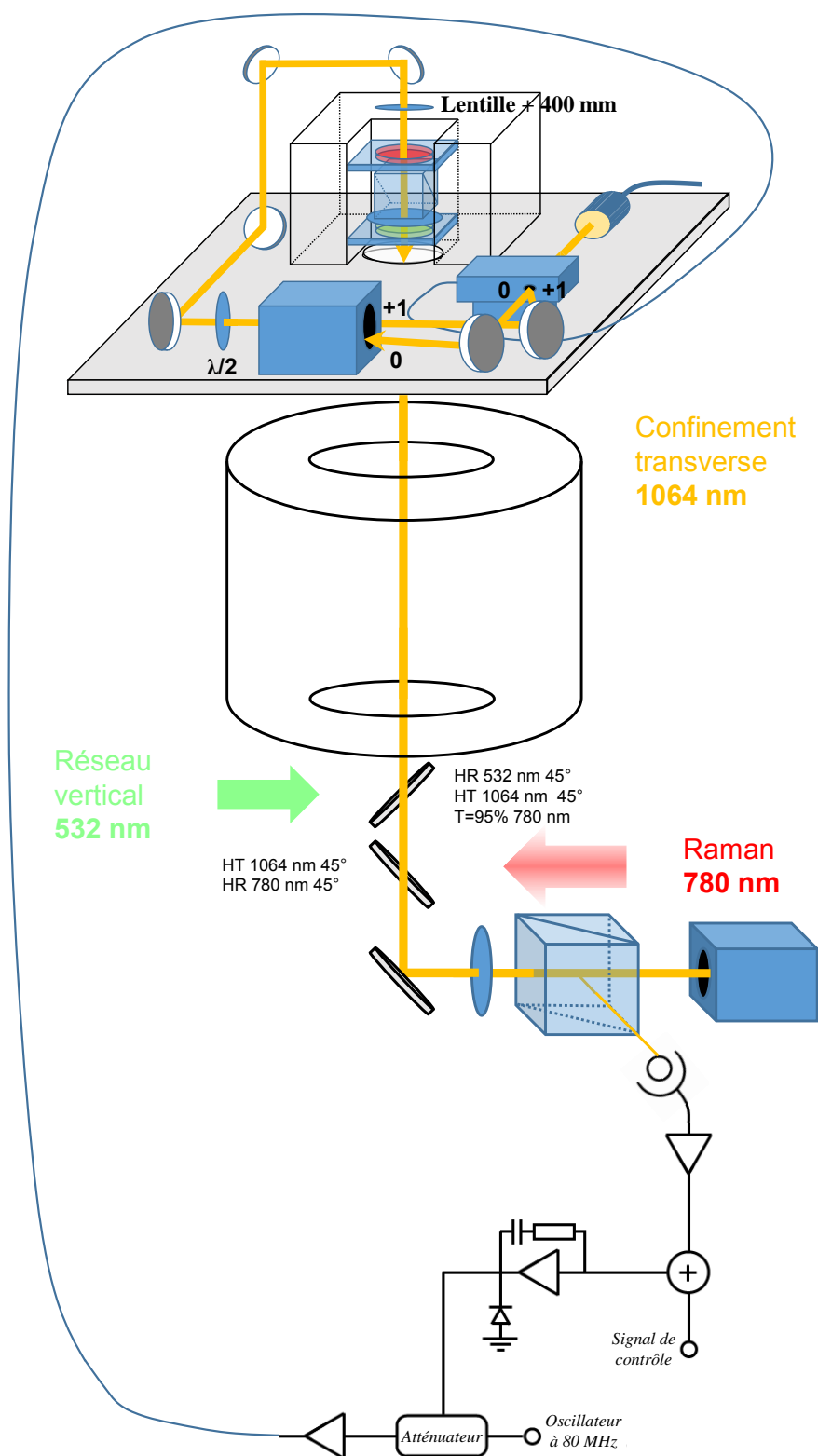


FIG. 4.19 – Banc optique et schéma de principe de l'asservissement en puissance du laser réalisant le confinement transverse des atomes.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux

À partir du dispositif expérimental décrit précédemment, on obtient dans le PMO-3D un nuage d'environ 1 mm de diamètre, contenant après 500 ms de chargement 7×10^6 atomes à une température de 2 μ K. Dans ce chapitre nous décrivons les mesures spectroscopiques et interférométriques réalisées une fois ces atomes chargés dans le piège mixte.

5.1 Piège mixte

Dans le piège mixte, le système est régi par l'Hamiltonien décrit dans le chapitre 2 :

$$H_{\text{WS}} = -\frac{\hbar^2}{2m_{\text{Rb}}} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{U_{\text{lattice}}}{2} [1 - \cos(2k_{\text{lattice}}z)] - m_{\text{Rb}}gz \quad (5.1)$$

comprenant l'énergie cinétique, le potentiel périodique, ainsi que le potentiel linéaire dû à la gravité. Les pseudo-états propres des atomes dans ce réseau accéléré en présence de la gravité sont les états de Wannier-Stark $|\psi_{b,m}\rangle$, où b est l'indice de bande et m l'indice de puits, ils constituent une échelle d'états d'énergie discrets. Les fonctions d'onde associées à ces états de Wannier-Stark sont localisées sur plusieurs puits, dont l'extension spatiale dépend de la profondeur du réseau. De plus, le chargement des atomes dans le réseau n'étant pas particulièrement contrôlé, les atomes se projettent initialement dans une superposition d'états de Wannier-Stark.

5.1.1 Temps de vie

Le temps pendant lequel les atomes pourront être interrogés est limité par le temps de vie des atomes dans le piège mixte, d'une durée de l'ordre de la seconde (voir figure 5.1). Celui-ci a été mesuré pour différentes profondeurs du réseau et différentes puissances du laser de

confinement transverse. Pour cela, on mesure le nombre d'atomes dans le piège en fonction de la durée de piégeage et l'on extrait la constante de temps de la décroissance exponentielle. Expérimentalement on observe deux constantes de temps :

- aux temps courts, on remarque une perte rapide des atomes piégés dans le réseau, qui peut s'expliquer à partir des atomes non confinés transversalement. Les atomes non sélectionnés géométriquement par le faisceau de confinement transverse mais capturés par le faisceau du réseau tendent à sortir du piège poussés par la force dipolaire générée par les gradients d'intensité du laser du réseau.
- aux temps plus longs, une perte plus lente des atomes piégés dans le piège mixte est observée. On caractérise le temps de vie dans le piège par la constante de temps de la décroissance de cette perte d'atomes.

La force dipolaire étant quasiment la même pour chacun des deux niveaux hyperfins, la durée de vie dans le piège est peu dépendante de l'état hyperfin. Si l'on s'intéresse à la différence du nombre d'atomes piégés au départ pour les deux états hyperfins, celle-ci s'explique par la différence du nombre d'atomes obtenus en sortie du PMO-3D dans $|F = 1\rangle$ ou $|F = 2\rangle$. En effet, on n'obtient pas le même nombre d'atomes si l'on termine la séquence de PMO-3D avec le repompeur ou le refroidisseur.

Par ailleurs, la durée de vie est beaucoup plus sensible à la profondeur du réseau. Un calcul basé sur le taux de transitions Landau-Zener, où les atomes sortent du piège par transitions successives dans les différentes bandes de Bloch, donne un temps de vie attendu de 10^{14} s à $3 E_r$, bien supérieur au temps de vie que nous avons mesuré. Nous attribuons donc les pertes observées aux collisions avec le gaz résiduel. Plus particulièrement, dans le cas de collisions à grand paramètre d'impact, on obtient une distribution de l'énergie cinétique transférée aux atomes qui traduit la distribution de la distance entre les atomes piégés et les atomes du gaz résiduel rentrant en collision. On obtient une perte d'atomes lorsque l'énergie cinétique transférée est supérieure à la profondeur du réseau. Ce qui rend donc ce taux de pertes, ainsi que la durée de vie des atomes, dépendante de la profondeur du piège U_{lattice} . En outre, le temps de vie des atomes dépend peu du confinement transverse ; la profondeur du réseau est de $2,4 \mu\text{K}$ tandis que la profondeur du piège dipolaire est de l'ordre de $5,7 \mu\text{K}$. Les atomes sortent alors du piège selon la direction où le potentiel est le moins profond, soit selon la verticale (voir figure 5.1, droite).

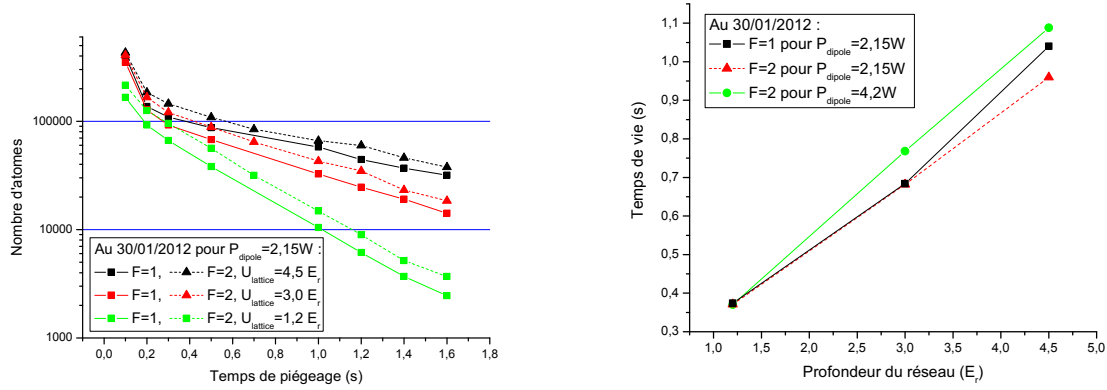


FIG. 5.1 – Durée de vie des atomes dans le piège mixte, en fonction de l'état hyperfin et de la profondeur du réseau. La mesure du temps de vie est réalisée en mesurant le nombre d'atomes présents dans le piège pour différentes durées de piégeage. On extrait ce temps de vie en ajustant ces mesures par une loi de décroissance exponentielle.

5.1.2 Déplacements lumineux différentiels

Comme le potentiel dipolaire dépend du désaccord à résonance, chacun des deux états hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ subit des déplacements lumineux légèrement différents, ce qui engendre un déplacement lumineux différentiel sur la transition hyperfine (voir figure 5.3). Ce déplacement lumineux différentiel est proportionnel à l'intensité, et suit donc les distributions d'intensité des lasers. Par exemple, on obtient un déplacement lumineux gaussien selon l'axe transverse pour le laser de confinement transverse, pour les Raman et dans une moindre mesure pour le réseau, tandis que l'on suit une loi sinusoïdale selon l'axe longitudinal du réseau.

Ces distributions de déplacements lumineux impliquent un élargissement de la transition hyperfine de l'état fondamental du ^{87}Rb qui se répercute sur la largeur à mi-hauteur des transitions micro-onde et Raman (voir les points carrés de la figure 5.2) [Tackmann *et al.*, 2011]. Ces mesures sont réalisées par spectroscopie micro-onde ou Raman, où la fréquence effective d'une impulsion micro-onde (ν_{MW}) ou Raman ($\nu_{\text{R1}} - \nu_{\text{R2}}$) est balayée autour de la résonance hyperfine ν_{HFS} , pour une puissance optique ou micro-onde telle que $\Omega_{\text{R}} \tau = \pi$. Pour plus de détails, se référer à la thèse de [Tackmann, 2013].

Afin d'avoir un ordre de grandeur pour chacun des faisceaux utilisés, leur déplacement lumineux différentiel ν_{diff} mesuré et calculé est de :

- $-4,0$ Hz pour le laser de confinement transverse ($-3,7$ Hz par le calcul),

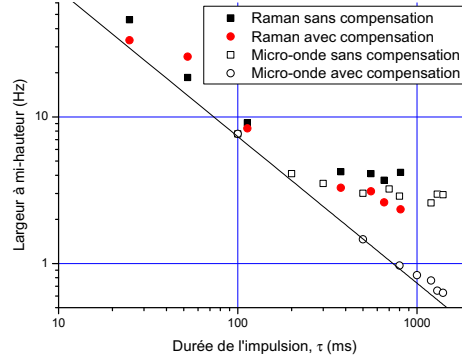


FIG. 5.2 – Élargissement de la transition hyperfine de l'état fondamental du ^{87}Rb dû au déplacement lumineux différentiel induit principalement par le piège dipolaire transverse. Les transitions sont soit réalisées avec les lasers Raman dont la différence de fréquence est balayée autour de la résonance avec la transition $\Delta m = +3$ pour une profondeur de $4 E_r$ (points pleins), ou soit avec une impulsion micro-onde dont la fréquence est balayée autour de la résonance avec ν_{HFS} (points creux). La fréquence de Rabi Ω_R de chaque transition est ajustée selon la durée de l'impulsion τ pour maximiser le transfert et donc réaliser une impulsion π telle que $\Omega_R \tau = \pi$. La droite pleine indique la limite théorique d'une largeur à mi-hauteur limitée par la transformée de Fourier de la durée de l'impulsion, $\delta\nu = 1/(1,36 \tau)$.

– et $+0,4$ Hz pour le réseau vertical ($+1,2$ Hz par le calcul).

La différence entre le calcul et la mesure pour le réseau peut être expliquée par le piégeage des atomes dans les minima d'intensité, diminuant l'influence des déplacements lumineux. Les Raman ne sont pas détaillés à présent, mais le seront dans la partie suivante. Pour supprimer les fluctuations de déplacement lumineux qui produisent des fluctuations de la fréquence hyperfine ν_{HFS} , le laser réalisant le piège dipolaire transverse est asservi en puissance (voir figure 4.19). Par ailleurs le déplacement lumineux différentiel du réseau est d'un ordre de grandeur plus faible, aussi ses fluctuations relatives ne sont pas contrôlées et évoluent naturellement de quelques %.

Pour annuler le déplacement lumineux différentiel du laser de confinement transverse, on utilise un laser de compensation (appelé "anti-lightshift, ALS") qui génère un déplacement lumineux de signe opposé pour $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ (voir figure 5.3) [Beaufils *et al.*, 2011]. Il est important que le mode du laser de compensation se superpose parfaitement avec le mode du laser de confinement transverse au niveau des atomes (voir figure 5.3, schéma de gauche). On règle la puissance du laser de compensation de manière à ce que le déplacement lumineux différentiel des deux faisceaux s'annule, ce qui induit un déplacement lumineux différentiel du faisceau de compensation de $+4,0$ Hz (on calcule $3,8$ Hz pour une puissance de 14 nW). L'élargissement de

la transition hyperfine est alors réduite et permet de se rapprocher de la limite imposée par la transformée de Fourier pour des impulsions d'interrogation plus longues (voir les points ronds de la figure 5.2). Cette limite se définit par la largeur à mi-hauteur de la transformée de Fourier d'une fonction porte de durée τ , qui est l'impulsion d'interrogation dans le domaine temporel. On obtient une largeur à mi-hauteur de $\delta\nu = 1/(1,36 \tau)$ (voir le chapitre 2 pour plus de détails).

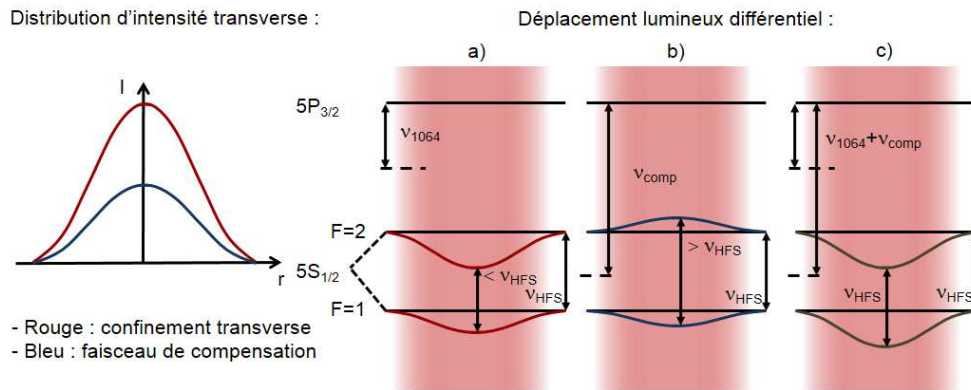


FIG. 5.3 – Distribution transverse d'intensité des lasers du piège dipolaire transverse et de compensation de déplacement lumineux, ainsi que leurs déplacements lumineux différentiels. a) Déplacement lumineux différentiel induit par le piège dipolaire transverse sur la transition hyperfine de l'état fondamental du ^{87}Rb , b) Déplacement lumineux du faisceau de compensation qui induit un déplacement lumineux différentiel opposé, c) Somme de ces deux déplacements lumineux conduisant à un déplacement lumineux différentiel nul.

Un réglage plus sensible de la compensation du déplacement lumineux différentiel du laser de confinement transverse peut être réalisé à l'aide d'un interféromètre de Ramsey, où deux pulses micro-ondes $\pi/2$ sont séparés par un temps T_{Ramsey} . Deux effets sont alors observables sur la qualité du contraste de l'interféromètre (voir figure 5.4). Pour des temps T_{Ramsey} courts, le contraste dépend avant tout de l'ajustement de la durée des impulsions micro-ondes (qui doivent réaliser des transitions $\pi/2$). Aux temps longs, le contraste décroît à cause de la distribution des déphasages accumulés durant l'évolution libre, une des sources principales de décohérence pour certains de nos interféromètres. L'élargissement de la raie hyperfine définit donc directement l'inhomogénéité de fréquence des atomes piégés et la perte de contraste aux temps longs. En pratique le contraste devient quasiment nul pour des temps supérieurs à 400 ms, en l'absence de compensation. Mais le contraste s'améliore significativement quand les faisceaux de compensation de déplacement lumineux différentiel et de confinement transverse sont superposés (voir figure 5.4).

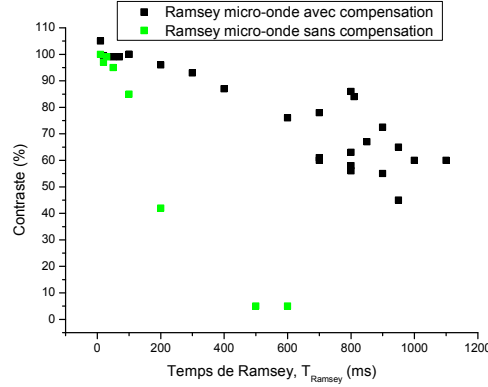


FIG. 5.4 – Perte de contraste d'un interféromètre Ramsey micro-onde dû à l'élargissement de la transition hyperfine de l'état fondamental du ^{87}Rb (en vert). Les transitions sont réalisées avec des impulsions $\pi/2$ micro-onde à résonance avec ν_{HFS} . Lors de la superposition du faisceau de compensation de déplacement lumineux différentiel avec le laser de confinement transverse, le contraste est retrouvé (en noir).

Expérimentalement, ce faisceau de compensation de déplacement lumineux différentiel est issu du laser utilisé pour Raman 2 (voir figure 4.11). Du fait de son désaccord de $\Delta_{\text{Ram}} = -3,4$ GHz, ce laser se place exactement entre les deux états hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ de l'état fondamental du ^{87}Rb (voir figure 5.5). Ainsi le laser est désaccordé dans le bleu pour l'état $|F = 1\rangle$, tandis que pour l'état $|F = 2\rangle$ il est désaccordé dans le rouge. Du fait de son désaccord de résonance relativement faible et du faible déplacement lumineux différentiel à compenser, seulement 12 nW sont nécessaires. Le faisceau est atténué avec des densités neutres, puis injecté dans une fibre et enfin réfléchi sur un cube séparateur de polarisation avant d'arriver au niveau des atomes. Il s'agit par ailleurs d'une fibre polarisante permettant une stabilité en fluctuations de puissance meilleure que 1% sur les atomes afin de limiter les fluctuations de déplacement lumineux engendrées par le couple faisceau de confinement transverse/faisceau de compensation.

5.1.3 Influence résiduelle du champ de quantification

Le champ de quantification, qui permet de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman, est présent durant toute la séquence d'interrogation. Bien qu'ils soient insensibles au premier ordre, ce champ déplace tout de même les niveaux d'énergie $|m_F = 0\rangle$: c'est l'effet Zeeman du second ordre. Dans un champ déplaçant faiblement le niveau d'énergie par rapport à l'énergie

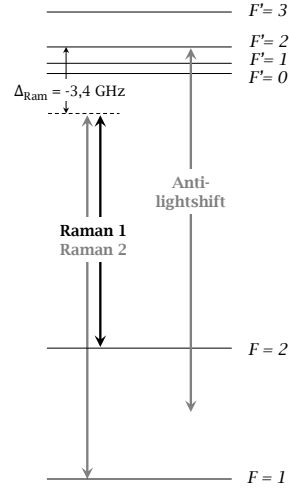


FIG. 5.5 – Niveaux d'énergie de l'atome de ^{87}Rb ainsi que la transition utilisée pour le faisceau de compensation de déplacement lumineux différentiel, obtenu à partir des faisceaux Raman désaccordés de résonance de Δ_{Ram} .

de séparation de la transition hyperfine, il est donné pour l'atome de ^{87}Rb par [Steck, 2010] :

$$\Delta E_{\text{ZQ}} = \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B^2}{2h\nu_{\text{HFS}}} B^2 \quad (5.2)$$

où g_J est le facteur de Landé de la structure fine, g_I est le facteur de Landé nucléaire, μ_B est le magnéton de Bohr et B l'amplitude du champ magnétique de quantification. Ce qui peut être réécrit sous la forme : $\Delta E_{\text{ZQ}} = Z_0^2 B^2$ où $Z_0^2 = 575,15 \text{ Hz/G}^2$.

On obtient ainsi un décalage en fréquence de la transition hyperfine de $\nu_{\text{ZQ}} = +1,5 \text{ Hz}$ pour un champ de quantification d'environ 50 mG. En mesurant les fluctuations de fréquence de la raie $|F=1, m_F=0\rangle \rightarrow |F=2, m_F=+1\rangle$ située à $\nu_{\text{MW}} = \nu_{\text{HFS}} + 36,4 \text{ kHz}$, on peut en déduire les fluctuations du champ de quantification qui sont de l'ordre de 1×10^{-3} en relatif.

5.2 Horloge piégée

Un premier type d'interféromètre réalisable avec ce dispositif expérimental est celui d'une horloge piégée, qui pourrait être un schéma intéressant pour augmenter le temps d'interrogation des horloges atomiques micro-onde actuelles fonctionnant en fontaine et limitée par la hauteur de leur zone de chute libre. Pour cela, l'interféromètre de Ramsey micro-onde, décrit précédemment, est un excellent outil pour quantifier les fluctuations de fréquence de notre signal

d'horloge. Cet interféromètre effectue des transitions $\pi/2$ micro-onde sur la transition hyperfine de l'état fondamental du ^{87}Rb , étant alors notre signal d'horloge. Lorsque l'on balaye la fréquence micro-onde ν_{MW} autour de la fréquence hyperfine ν_{HFS} , on retrouve sur la probabilité de transition les franges de Ramsey décrites dans le chapitre 2. Pour effectuer une mesure du signal d'horloge, on repère la frange centrale de l'interféromètre qui est celle ne se déplaçant pas lors de la modification du temps d'interrogation T_{Ramsey} . Puis l'on se place à une fréquence ν_{MW} permettant de se placer à mi-frange de la frange centrale, et l'on enregistre enfin les fluctuations de probabilité de transition en fonction du temps. Pour un interféromètre ayant un temps de séparation de $T_{\text{Ramsey}} = 1476$ ms et des durées d'impulsions micro-onde de $\tau_{\text{MW}} = 0,5$ tel que $\Omega_R \tau_{\text{MW}} = \pi/2$, dont la mesure est décrite sur la figure 5.6, les franges de Ramsey ont un contraste de 70% et les fluctuations de probabilité de transition à mi-frange de la frange centrale sont de 40% pic-à-pic maximum d'amplitude. On s'assure de cette manière que cette mesure moyennée dans le temps est restée sur la frange centrale de l'interféromètre. On convertit ensuite ces fluctuations de probabilité de transition en fluctuations de fréquence à partir de la valeur de la pente à mi-frange.

Ces fluctuations de fréquence hyperfine, mesurée à l'aide d'un interféromètre de Ramsey micro-onde et montrées sur la partie gauche de la figure 5.6, sont de l'ordre de 100 mHz pic-à-pic. L'écart-type des fluctuations (de fréquence) temporelles de notre signal d'horloge est montré sur la partie droite de la figure 5.6. Pour s'affranchir des fluctuations de la valeur moyenne des franges, on utilise en fait deux mesures de la probabilité de transition à mi-hauteur de la frange centrale, sur chacune des pentes de la frange, cela nous donne une mesure à deux coups correspondant à un temps de mesure de 4,4 s. À la différence des écarts-type d'Allan correspondant à des mesures obtenues à l'aide d'intégrateur numérique décrites plus loin pour les interféromètres de Ramsey-Raman ou Accordéon (voir figures 5.29, 5.39 et 5.40), il n'y a pas de filtrage des premiers points de l'écart-type d'Allan sur cette mesure.

On obtient ainsi une sensibilité en fréquence de $\sigma_{\delta\nu} = 6,6$ mHz pour une mesure à deux coups. Cette bonne sensibilité en fréquence peut être rapportée au long temps d'interrogation employé $T_{\text{Ramsey}} \simeq 1,5$ s, à un contraste de 70% et à un grand nombre d'atomes du fait d'une profondeur du réseau de $U_{\text{lattice}} = 5 E_r$. Cela correspond à une sensibilité relative sur notre fréquence d'horloge de $\sigma_{\delta\nu}/\nu_{\text{HFS}} = 9,6 \times 10^{-13}$ à 4,4 s. Cependant, on observe que l'écart type d'Allan ne décroît pas avec le temps de moyennage. On voit d'ailleurs sur le signal temporel (partie gauche de la figure 5.6) que des fluctuations périodiques ainsi que de la dérive sont

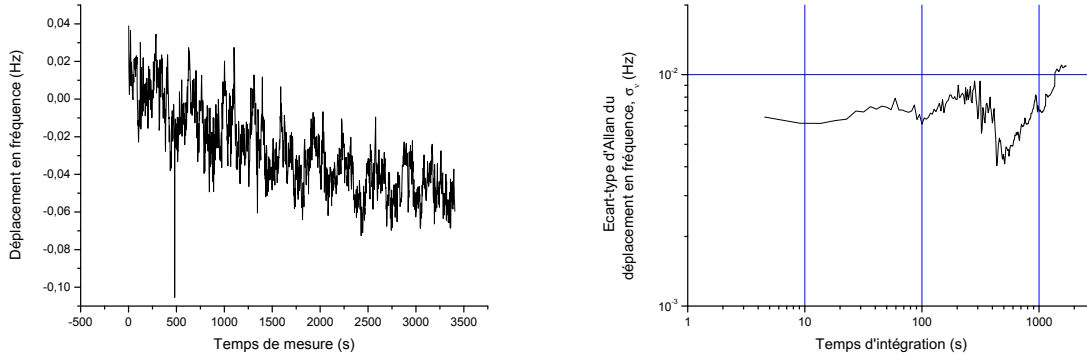


FIG. 5.6 – Mesure d’horloge réalisée avec un interféromètre de Ramsey micro-onde pour les paramètres : $T_{\text{trap}} = 1,5$ s, $U_{\text{lattice}} = 5 E_r$, $\tau_{\text{MW}} = 0,5$ ms, $\Omega_R \tau_{\text{MW}} = \pi/2$ et $T_{\text{Ramsey}} = 1476$ ms. À gauche : Mesure temporelle des fluctuations de fréquence de la frange centrale de la transition hyperfine ν_{HFS} lors d’un interféromètre de Ramsey micro-onde ; à droite : Écart-type d’Allan de ces fluctuations de fréquence.

présentes sur la mesure d’horloge. Bien qu’ayant un bruit à un coup compétitif, son manque de stabilité long terme n’en fait pas une horloge comparable avec celles piégées sur puce par exemple [Dugrain, 2012] dont la sensibilité court-terme est de $\sigma_{\delta\nu}/\nu_{\text{HFS}} = 5,8 \times 10^{-13}$ à 1 s, pour un premier coup à 20 s.

5.3 Déplacements lumineux différentiels résiduels des Raman

Les faisceaux d’interrogation Raman induisent eux-aussi des déplacements lumineux différentiels sur les niveaux d’énergie atomiques. Ce déplacement lumineux différentiel est proportionnel à l’intensité envoyée sur les atomes, qui est choisie selon le temps d’impulsion Raman τ_R voulue. De manière générale, on choisira la pulsation de Rabi des Raman telle que $\Omega_R \tau_R = \pi$ ou $\pi/2$. Tel que l’on avait pu le pressentir sur la figure 5.2, on retrouve des inhomogénéités de déplacements lumineux différentiels lors de l’application des faisceaux Raman.

5.3.1 Compensation du déplacement lumineux différentiels des Raman

Chacun des deux faisceaux Raman induit son propre déplacement lumineux différentiel sur les états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. De plus, l’intensité au niveau des atomes n’est pas la même pour les deux faisceaux Raman. Le faisceau Raman 2 passe une fois au travers de l’enceinte à vide, puis est détourné par le cube de sélection pour la configuration contra-propageante. Tandis que le faisceau Raman 1 effectue l’aller-retour au travers de l’enceinte à vide (voir figure 4.12). Par

ailleurs, par rapport aux transitions considérées $|F = 1, 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, Raman 2 est désaccordé dans le bleu pour $|F = 1\rangle$ et désaccordé dans le rouge pour $|F = 2\rangle$, tandis que Raman 1 est désaccordé dans le rouge pour $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ (voir figure 5.5).

Prenant en considération le désaccord des faisceaux par rapport aux transitions considérées ainsi que la puissance effective au niveau des atomes, on règle la puissance envoyée sur les atomes telle que $P_{R1} \sim 4P_{R2}$ afin que le déplacement lumineux différentiel de Raman 1 et de Raman 2 se compense. On mesure alors par spectroscopie micro-onde le déplacement lumineux induits par les lasers Raman (voir figure 5.7) [Pelle *et al.*, 2013]. La spectroscopie micro-onde est réalisée en présence des Raman placés hors-résonance $\nu_{R1} - \nu_{R2} \simeq \nu_{\text{HFS}} - 1,7$ MHz, afin de prévenir tout couplage de la part des Raman tout en préservant le déplacement lumineux induit par chacun d'eux. En mesurant la position de la raie hyperfine alternativement en présence de l'un, puis de l'autre, et enfin des deux faisceaux Raman, on obtient leurs déplacements lumineux respectifs. Les faisceaux Raman sont allumés pendant toute la durée de l'impulsion micro-onde d'interrogation (typiquement, $\tau_{\text{MW}} = 120$ ms), ce qui permet une bonne résolution en fréquence, due à la largeur de l'impulsion d'interrogation faible, $\delta\nu_{\text{FWHM}} = 1/(1,36 \tau_{\text{MW}}) = 6,1$ Hz. La fréquence de Rabi des Raman est choisie égale à 27 Hz pour une transition $\Delta m = -3$ à $4 E_r$, qui correspond alors à $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = 6,5\pi$. Ce choix d'intensité permet d'augmenter l'influence du déplacement lumineux et de mieux distinguer les inhomogénéités de déplacement lumineux de la convolution avec l'impulsion d'interrogation.

Le réglage de la compensation du déplacement lumineux différentiel des Raman s'effectue ensuite en modifiant le rapport de puissance entre Raman 1 et Raman 2. On centre la raie en présence de Raman 1 et 2, dont la position est définie par $\bar{\nu}_{\text{diff Ram}}$, sur la fréquence hyperfine effective $\tilde{\nu}_{\text{HFS}} = \nu_{\text{HFS}} + \nu_{\text{ZQ}} + \sum_i \delta\bar{\nu}_{\text{diff } i}$, où i s'adresse aux différents lasers de confinement transverse, de compensation de déplacement lumineux différentiel et au réseau optique. Bien évidemment, on s'est préalablement assuré que les faisceaux Raman 1 et 2 étaient bien superposés. Dans ces conditions, les inhomogénéités de déplacements lumineux différentiels des Raman sont de l'ordre de $\sigma_{\text{inhom}} = 20$ Hz. Celles-ci représentent la compensation imparfaite du déplacement lumineux de Raman 1 par Raman 2. Cette valeur est à comparer à la fréquence de Rabi de la mesure qui est de $\Omega_R = 27$ Hz.

Une fois le réglage effectué, on diminue la puissance des faisceaux Raman pour se placer dans les conditions usuelles de mesures où les impulsions Raman durent approximativement une centaine de millisecondes. On mesure ensuite, par spectroscopie micro-onde en présence des

faisceaux Raman hors de résonance, les fluctuations de la position du centre de cette raie, que l'on attribue aux fluctuations du déplacement lumineux différentiel des Raman. On en déduit les fluctuations temporelles du déplacement lumineux différentiel moyen des Raman $\bar{\nu}_{\text{diff Ram}}$. L'amplitude de ces fluctuations s'élève à $\delta\nu_{\text{diff Ram}} = 5$ Hz pic-à-pic pour une intensité lumineuse des Raman $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$, avec $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms correspondant à la durée de l'impulsion micro-onde d'interrogation. La fréquence de Rabi correspondante est de $\Omega_R/2\pi = 4,2$ Hz pour une transition $\Delta m = 3$. Pour ce montage, les fluctuations sont principalement dues aux fluctuations de polarisation dans les fibres optiques, transformées en fluctuations de puissance par les éléments polarisants traversés par les faisceaux Raman. De plus, combinées à ces fluctuations temporelles, les inhomogénéités de fréquence de la transition Raman sont toujours présentes et de l'ordre de $\sigma_{\text{inhom}} = 2,5$ Hz pour cette fréquence de Rabi de $\Omega_R/2\pi = 4,2$ Hz.

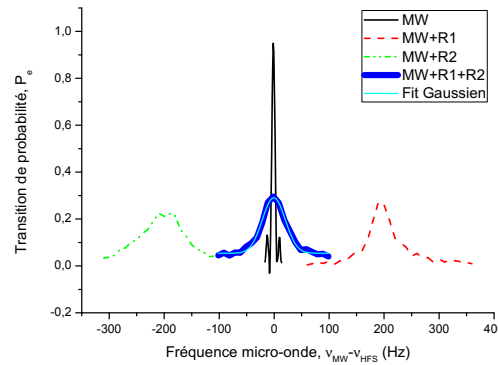


FIG. 5.7 – Spectroscopie micro-onde où ν_{MW} est balayée autour des résonances de la transition hyperfine en présence des lasers Raman désaccordés loin de résonance, typiquement à $\nu_{\text{R1}} - \nu_{\text{R2}} \simeq \nu_{\text{HFS}} - 1,7$ MHz. On peut ainsi observer le déplacement lumineux différentiel dû à Raman 1 seul (en rouge), à Raman 2 seul (en vert) et leur compensation en présence de Raman 1 et Raman 2 (en bleu) dont la valeur moyenne $\bar{\nu}_{\text{diff Ram}}$ est centrée sur la fréquence hyperfine effective (en noir). L'impulsion micro-onde d'interrogation sans Raman est représentée en noir pour comparer la résolution de la mesure à l'élargissement des raies dues à l'inhomogénéité de déplacements lumineux différentiels des Raman. La fréquence de Rabi des Raman est choisie égale à 27 Hz pour une transition $\Delta m = -3$, ce qui correspond alors à $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = 6,5\pi$, afin d'augmenter l'effet des inhomogénéités de fréquence dues au Raman. Une courbe d'ajustement Gaussienne donne un écart-type de ces inhomogénéités de $\sigma_{\text{inhom}} = 20$ Hz (en bleu clair).

5.3.2 Déplacements lumineux différentiels résiduels et pulses de Blackman

Telle que la spectroscopie micro-onde en présence des faisceaux Raman a pu le montrer, les faisceaux Raman sont à l'origine d'une inhomogénéité des déplacements lumineux malgré la compensation du déplacement lumineux moyen. S'il est assez important, cet élargissement de raie peut se répercuter sur l'efficacité de transfert des transitions Raman stimulées. Comme on peut le voir sur la figure 5.8, l'efficacité de transfert est directement visible sur les oscillations de Rabi entre les deux niveaux hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$, obtenue en balayant la durée de l'impulsion Raman à intensité fixe. On observe une efficacité de transfert limitée à 80% pour une impulsion π . On réalise alors la simulation de ces oscillations de Rabi en présence d'inhomogénéités de déplacements lumineux, qui sont modélisées par une distribution Gaussienne de demi-largeur σ_{inhom} , à partir des données expérimentales. On trouve une bonne correspondance entre simulations et mesures lorsque l'on conserve le rapport $\sigma_{\text{inhom}}/\Omega_R = 0,6$, déterminé précédemment. Cette première analyse semble indiquer que ces inhomogénéités de déplacements lumineux différentiels induites par les lasers Raman seraient la cause de l'imperfection de notre efficacité de transfert.

Pour comparaison, une transition micro-onde permet un transfert presque parfait (voir figure 5.7), malgré la présence d'inhomogénéités de déplacement lumineux dues au faisceaux de piégeage (réseau, confinement transverse et compensation de déplacement lumineux). Le couplage micro-onde est en fait limité effectivement à 95% du fait de l'efficacité imparfaite du pompage optique (voir figure 5.7).

Homogénéité d'intensité des faisceaux Raman :

Une des hypothèses pour expliquer ces inhomogénéités de déplacements lumineux serait les inhomogénéités d'intensité des faisceaux Raman. Ces derniers proviennent d'un télescope qui élargit les faisceaux collimatés sortant des fibres optiques (voir figure 4.14). Pour obtenir un faisceau bien homogène, il est important de bien séparer l'ordre diffracté +1 de l'ordre 0, et bien évidemment que l'ordre +1 envoyé sur les atomes soit parfaitement centré sur les lentilles du télescope. Si la séparation de l'ordre 0 et de l'ordre +1 est réalisée alors que les deux ordres sont encore trop proches, une partie de l'ordre 0 peut diffracter sur les bords du bloqueur. Cette partie diffractée de l'ordre 0 peut alors atteindre les lentilles du télescope et générer des franges d'interférences sur le faisceau en sortie du télescope, ce qui entraîne d'importantes inhomogénéités d'intensité. Ce problème est évité en allongeant le trajet entre l'AOM et la première lentille du télescope,

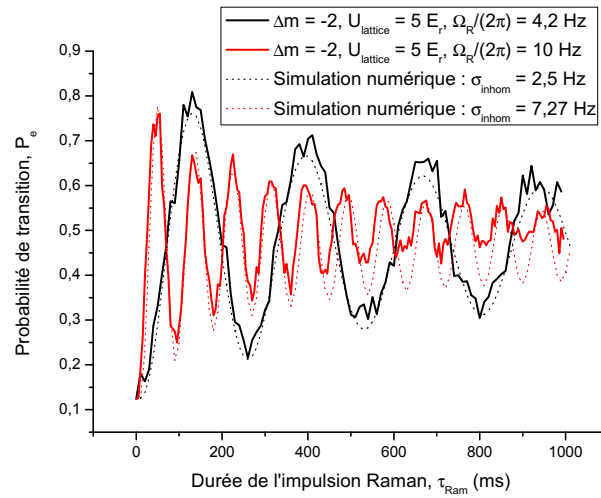


FIG. 5.8 – Probabilité de transition $P_e = N_2/(N_1 + N_2)$ d’une transition Raman stimulée à intensité fixe dont la durée d’impulsion est balayée. Les oscillations de Rabi entre les deux niveaux hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ sont visibles. Paramètres : $\Delta m = -2$, $U_{\text{lattice}} = 5 E_r$ et $P_{\text{dipole}} = 2,15 \text{ W}$. Une simulation numérique est représentée en pointillés pour chacune des deux fréquences de Rabi Ω_R , les inhomogénéités de déplacements lumineux sont modélisées par une distribution Gaussienne de demi-largeur σ_{inhom} .

puis en sélectionnant l’ordre $+1$ avec un miroir à 45° . De cette manière, les fluctuations de déplacements lumineux différentiels moyens des Raman (mesurées par spectroscopie micro-onde) ont été diminuées à $\delta\nu_{\text{diff Raman}} = 2 \text{ Hz}$ pic-à-pic pour une fréquence de Rabi de $\Omega_R/2\pi = 4,2 \text{ Hz}$ pour une transition $\Delta m = 3$. Toutefois, cela n’a pas augmenté l’efficacité de transfert des transitions Raman stimulées qui est restée voisine de 80%, ni diminué la largeur des inhomogénéités de fréquence qui sont restées de $\sigma_{\text{inhom}} = 2,5 \text{ Hz}$ pour cette même impulsion Raman.

Passage adiabatique :

Une fois les paramètres géométriques optimisés, on envisage l’utilisation d’un passage adiabatique [Pereira Dos Santos *et al.*, 2002] pour contourner cette efficacité de transfert limitée. Pour cela, on commence dans un premier temps par remplacer la fonction temporelle carrée de l’impulsion Raman par une impulsion de Blackman dont la transformée de Fourier présente à la fois moins de composantes non-résonantes que les ailes du sinus cardinal de la fonction carrée dans le domaine fréquentiel, mais aussi une pente moins abrupte que celle de l’impulsion carrée permettant la réalisation d’un passage adiabatique. Le passage adiabatique est ensuite implémenté en préservant la condition d’adiabaticité lors du changement d’état de $|F = 1\rangle$ vers $|F = 2\rangle$ (dé-

taillée dans la thèse de [Marion, 2005]). Cela implique de balayer à la fois l'intensité des lasers Raman et leur différence de fréquence $\nu_{R1} - \nu_{R2}$ (voir figure 5.9).

Le critère d'adiabaticité à satisfaire se définit par :

$$\left| \dot{\delta}(t) \right|_{\delta \simeq 0} \ll \Omega_R^2(t) \quad (5.3)$$

où $\dot{\delta}(t)$ est la dérivée temporelle du désaccord de résonance des Raman, $\delta(t) = \nu_{R1}(t) - \nu_{R2}$.

L'évolution du désaccord de résonance des Raman $\delta(t)$ pour satisfaire le critère d'adiabaticité est dépendante de la forme de l'impulsion choisie. Une impulsion de Blackman implique une modification de la fréquence de Rabi telle que :

$$\Omega_R(t) = \Omega_{\max} \left[0,42 - 0,5 \cos \left(\frac{2\pi t}{\tau_{\text{Ram}}} \right) + 0,08 \cos \left(\frac{4\pi t}{\tau_{\text{Ram}}} \right) \right] \quad (5.4)$$

où $\Omega_R(t)$ est l'évolution dans le temps t de la fréquence de Rabi durant l'impulsion de Blackman et Ω_{\max} correspond à l'intensité maximale nécessaire pour réaliser la transition voulue. En l'absence de balayage en fréquence, pour réaliser une impulsion π , il faut alors satisfaire la condition $\int_0^{\tau_{\text{Ram}}} \Omega(t) dt = \pi$.

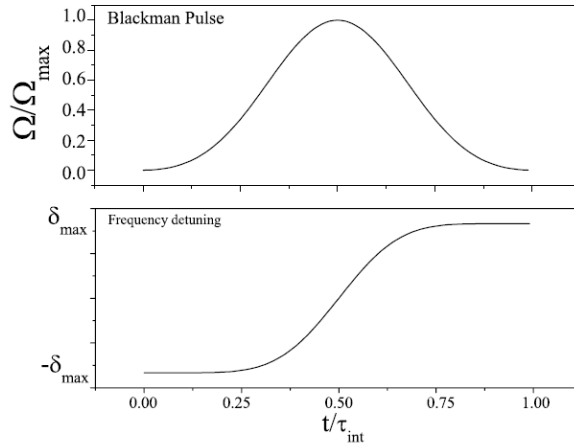


FIG. 5.9 – Modification de la forme de l'impulsion Raman d'interrogation pour effectuer un passage adiabatique, où sont balayées à la fois l'intensité des lasers Raman (en haut) et leur différence de fréquence $\nu_{R1} - \nu_{R2}$ (en bas).

Il est intéressant de préciser qu'il est possible de linéariser par morceaux la fonction de désaccord de résonance des Raman $\delta(t)$ tout en conservant la satisfaction de la condition d'adiabaticité. En effet, le critère important dans le cas d'une impulsion de Blackman est d'avoir une pente du désaccord faible tant que l'on est loin de résonance, puis une pente raide lorsque l'on

se rapproche de résonance, et enfin une dernière pente faible lorsque l'on s'éloigne à nouveau de résonance. Expérimentalement, nous avons mis en place cette linéarisation du critère d'adiabaticité par des rampes de fréquence sur la différence de fréquence en les lasers Raman (voir figure 5.10).

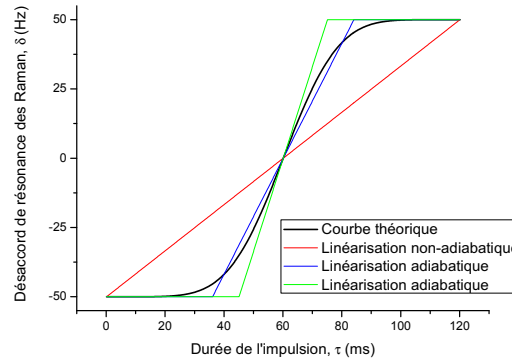


FIG. 5.10 – Linéarisation du critère d'adiabaticité du passage adiabatique. La courbe théorique est montrée en noire, tandis que celles linéarisées satisfaisant cette condition d'adiabaticité sont en bleue et vert. La courbe rouge cependant ne satisfait pas ce critère. La durée des pentes est de : $\tau_{\text{pente}} = 0,4 \tau_{\text{Ram}}$ pour la courbe bleue, $\tau_{\text{pente}} = 0,25 \tau_{\text{Ram}}$ pour la courbe verte.

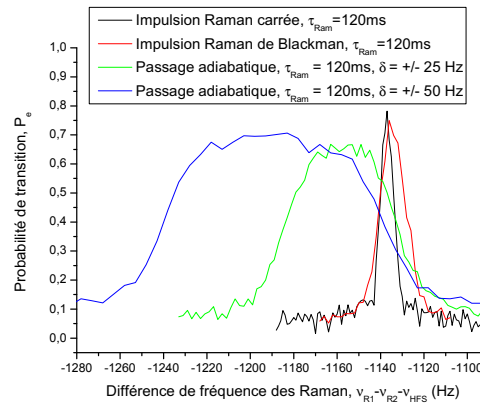


FIG. 5.11 – Transition Raman pour $\Delta m = -2$ avec et sans passage adiabatique, pour une impulsion carrée ou de Blackman. Les passages adiabatiques des courbes verte et bleue sont réalisés avec une durée de pente de $\tau_{\text{pente}} = 0,4 \tau_{\text{Ram}}$.

Étonnamment aucune amélioration n'est observée sur l'efficacité de transfert des transitions Raman stimulées (voir figure 5.11), qui plafonne toujours à 80% au maximum. L'efficacité de transition fluctue dans le temps, aussi la valeur maximale peut être de l'ordre de 70% tel que

l'on peut le voir sur la figure 5.11. On remarque l'effet du balayage de la différence de fréquence entre les deux Raman lors du passage adiabatique, qui a pour effet de déplacer virtuellement la résonance de δ_{\max} sur le spectre. Par ailleurs, l'utilisation du passage adiabatique élargit la résonance de manière proportionnelle à la valeur de δ_{\max} .

Le résultat des mesures n'est pas en accord avec ce que prévoit une simulation numérique, dans laquelle on modélise les inhomogénéités à l'aide d'une distribution gaussienne de désaccord, correspondant à la distribution mesurée par spectroscopie micro-onde. Ainsi pour des inhomogénéités de déplacements lumineux différentiels résiduelles de $\sigma_{\text{inhom}} = 2,5$ Hz pour une impulsion Raman de $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms telle que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$, on obtient dans la simulation de l'efficacité de transfert lors d'un passage adiabatique une efficacité attendue de près de 99%, en prenant en compte la linéarisation des rampes de fréquence.

La simulation des oscillations de Rabi (voir figure 5.8) semblait prédire une efficacité de transfert imparfaite induite par les inhomogénéités de déplacements lumineux différentiels des Raman. Or l'utilisation de passages adiabatiques aurait dû permettre d'accéder à une efficacité de transfert proche de 99%, ce qui n'a pas été le cas expérimentalement. Aussi il reste une incompréhension quant à l'origine de cette limitation.

Confinement transverse non-gaussien :

Une efficacité finie des transitions peut aussi être liée à des fortes inhomogénéités de couplage. Plus tard, nous avons mesuré la distribution des atomes dans le piège transverse à l'aide de la caméra CCD et d'un pulse de fluorescence sur les atomes piégés. Tel que l'on peut le voir sur la figure 5.12, la distribution atomique suit une double-Gaussienne. Dans une première approche impliquant une symétrie de révolution, le rapport des aires des ailes de la double-Gaussienne parasite sur l'aire totale est d'environ 15%. L'efficacité de transfert des transitions Raman limitée à 80% pourrait ainsi être expliquée par la présence de ces 15% d'atomes à des profondeurs de réseau bien inférieures, dont les atomes auraient un couplage trop faible pour effectuer une transition Raman. Rappelons que l'efficacité maximale attendue est de 95%, les 5% manquants étant dus aux atomes non-pompés optiquement et restés dans les états $|m_F \neq 0\rangle$.

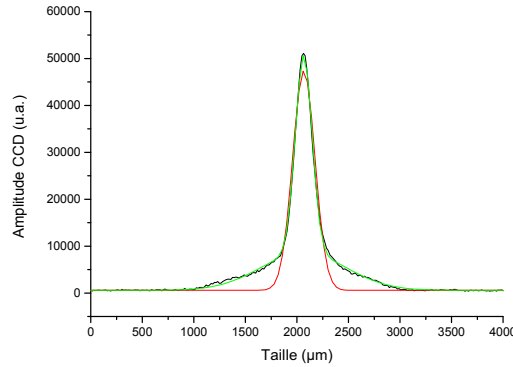


FIG. 5.12 – Distribution atomique dans le piège transverse, mesurée à l’aide de la caméra CCD et d’un pulse de fluorescence sur les atomes piégés (à la fin du piège). En noir : données expérimentales. En rouge : ajustement Gaussien. En vert : ajustement avec une double-Gaussienne.

5.4 Spectroscopie Raman

Nous allons à présent présenter dans cette partie les mesures de spectroscopie des états des atomes dans le piège mixte, en balayant la différence de fréquence entre les deux lasers Raman $\nu_{R1} - \nu_{R2}$ autour de la résonance hyperfine effective $\tilde{\nu}_{\text{HFS}}$. Selon l’intensité du couplage utilisée, des structures différentes apparaissent dans le spectre.

5.4.1 Résonances de Wannier-Stark

Comme décrit dans le chapitre 2, les états propres du système constitués par les atomes placés dans le potentiel périodique vertical en présence de la gravité sont séparés de l’incrément d’énergie potentielle de pesanteur entre deux puits adjacents $h\nu_B = m_{\text{Rb}}g\lambda_{\text{lattice}}/2$. De plus, les transitions Raman stimulées contra-propageantes permettent de satisfaire les conditions de couplage ($k_{\text{eff}} \sim k_{\text{lattice}}$) et de résonance ($\nu_{R1} - \nu_{R2} = \tilde{\nu}_{\text{HFS}} + \Delta m \times \nu_B$) nécessaires à la réalisation du transport atomique vers des puits adjacents par effet tunnel assisté par laser, décrit dans les chapitres 2 et 3. Lorsque l’on accorde la différence de fréquence sur les résonances des états de Wannier-Stark (voir figure 2.6), on induit un changement d’état externe qui se traduit au niveau de la détection par un changement d’état interne, modifiant la probabilité de transition mesurée tous les multiples de la fréquence de Bloch $\nu_B \simeq 568,5$ Hz (voir figure 5.13).

On remarque que la probabilité de transition d’un puits m à un puits $m + \Delta m$ dépend du couplage de la transition Δm considérée (voir figure 2.7). Ce qui permet d’expliquer la force des

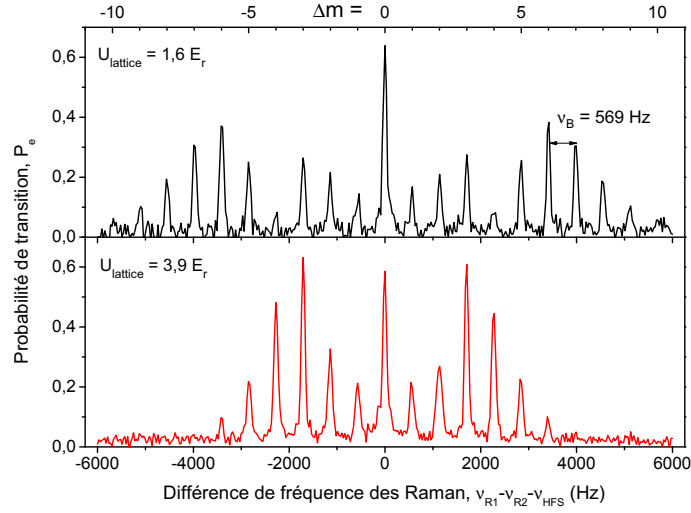


FIG. 5.13 – Probabilité de transition P_e lors d’une transition Raman stimulée contra-propageante en fonction du désaccord de la différence de fréquence entre Raman 1 et Raman 2, recentré sur ν_{HFS} . Les résonances des états de Wannier-Stark séparées de la fréquence de Bloch $\nu_B = 568,5$ Hz sont présentées pour deux profondeurs du réseau, U_{lattice} , différentes.

raies de la figure 5.13. En outre, le transport par effet tunnel des atomes vers des puits lointains est conditionné par l’étalement de la fonction d’onde atomique sur les états de Wannier-Stark, c’est-à-dire par la profondeur du réseau. Ainsi un réseau d’une profondeur de $U_{\text{lattice}} = 3,9 E_r$ permet un couplage jusqu’au puits $\Delta m = \pm 6$ tout en ayant le maximum de recouvrement de ses deux fonctions d’ondes pour un transport atomique de $\Delta m = \pm 3$. De la même manière pour une profondeur $U_{\text{lattice}} = 1,6 E_r$, on observe un couplage jusqu’aux puits $\Delta m = \pm 10$ avec un maximum pour la transition $\Delta m = \pm 6$.

De plus, lors d’un transport atomique assisté par laser d’un puits à un autre, les transitions ne sont dépendantes que de l’espacement Δm entre deux puits et non du puits initial m . Aussi lors d’une transition Raman stimulée, tous les atomes initialement chargés dans le réseau dans des puits m différents effectuent le même saut de puits Δm .

5.4.2 Couplage des états transverses du piège mixte

Selon l’alignement des faisceaux Raman par rapport au faisceau de confinement transverse, une projection du vecteur d’onde effectif de la transition Raman \mathbf{k}_{eff} peut induire un couplage supplémentaire avec les niveaux d’énergie des atomes dans le piège transverse. Dans le fond du puits de potentiel transverse, les niveaux atomiques peuvent être approximés à ceux du piège

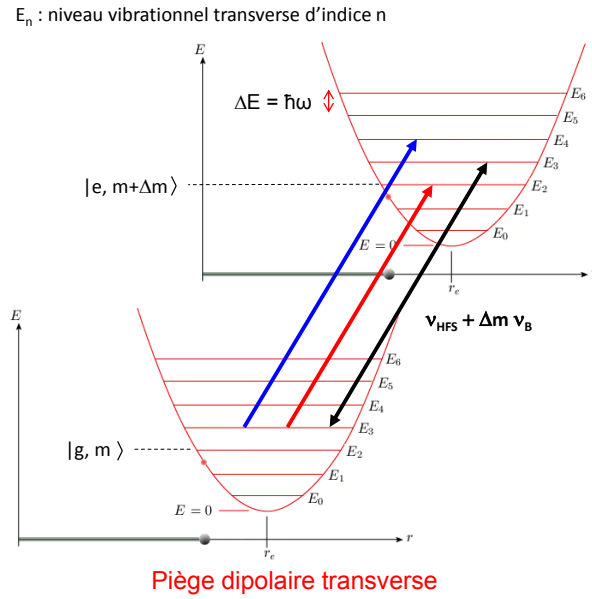


FIG. 5.14 – Niveaux d'énergie du piège harmonique transverse et transitions Raman stimulée pouvant apparaître selon la projection du vecteur d'onde effectif k_{eff} par rapport à l'alignement du laser de confinement transverse. La transition en noir est celle où les lasers Raman sont parfaitement alignés avec le laser de confinement transverse.

harmonique (voir figure 5.14). Comme on peut le voir sur la figure 5.15, on observe lors de la spectroscopie Raman des résonances analogues à celles utilisées dans le refroidissement Raman par bandes latérales (en anglais "Raman sideband cooling") correspondant aux transitions $\Delta n = \pm 1$, où n est l'indice du niveau vibrationnel transverse. On remarque que les bandes latérales désaccordées dans le bleu et le rouge sont de même amplitude, aussi les atomes sont distribués sur de nombreux états vibrationnels du milieu du potentiel. Par ailleurs, la fréquence d'oscillation de ces atomes dans le piège transverse est définie par (voir par exemple [Beaufils, 2009]) :

$$\nu_{\text{harmonic}} = \frac{1}{2\pi} \frac{2}{w_{\text{dipole}}} \sqrt{\frac{U_{\text{dipole}}}{m_{\text{Rb}}}}. \quad (5.5)$$

Cette équation donne une fréquence d'oscillation de 39,4 Hz dans nos conditions de piégeage ($P_{\text{dipole}} = 2,15$ W), tandis que la séparation entre les bandes latérales et la porteuse est de 25 Hz. Comme la profondeur du piège transverse $U_{\text{dipole}} = 5,7 \mu\text{K}$ n'est pas beaucoup plus grande que la température des atomes $T_{\text{at}} \simeq 2 \mu\text{K}$, on en déduit que les niveaux d'énergie transverses occupés par les atomes sont dans la partie gaussienne du confinement transverse, ce qui a tendance à diminuer la fréquence d'oscillation des atomes dans le piège. On note aussi un

élargissement en fréquence des bandes latérales comparé à celui de la porteuse, qui traduit la distribution en énergie des transitions dans un piège Gaussien.

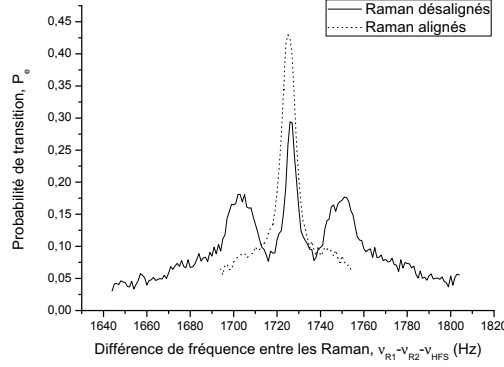


FIG. 5.15 – Probabilité de transition P_e lors d’une transition Raman stimulée contra-propageante en fonction du désaccord de la différence de fréquence entre Raman 1 et Raman 2, recentré sur $\nu_{\text{HFS}} + 3 \times \nu_B$. On voit apparaître (en noir plein) les transitions des atomes montants et descendants d’un niveau d’énergie du piège harmonique transverse selon la projection du vecteur d’onde effectif \mathbf{k}_{eff} par rapport au laser de confinement transverse (ici quelques mrad). La transition en pointillés est celle pour laquelle les lasers Raman sont parfaitement alignés avec le laser de confinement transverse.

Pour effectuer les mesures de la fréquence de Bloch et étudier la sensibilité du système à l’accélération de la pesanteur, il est important d’avoir une efficacité de transfert des atomes d’un puits à un autre la plus grande possible. Aussi on utilise ces bandes latérales pour définir l’alignement des lasers Raman sur le laser de confinement transverse ; qui, lors de leur disparition, permettent d’augmenter considérablement le couplage (voir figure 5.15).

5.4.3 Bande excitée

Comme pour le spectre d’énergie en l’absence de gravité, les niveaux d’énergie du système présentent une structure de bande [Pélisson, 2012] [Messina *et al.*, 2011] [Tarallo *et al.*, 2013]. Les états de Wannier-Stark correspondent à des résonances dans le spectre, avec des niveaux d’énergie donnés par (voir équation 2.16) :

$$\epsilon_{b,m} = \bar{\epsilon}_b + m \times h\nu_B \quad (5.6)$$

où $\bar{\epsilon}_b$ est l’énergie moyenne de la bande d’indice b en l’absence de gravité (voir figure 5.16).

On peut aussi sonder cette structure de bande par spectroscopie Raman. La figure 5.17 présente les résonances des différentes bandes de Bloch. On observe la bande fondamentale $\bar{\epsilon}_1$

et ses transitions intra-bande $m \times h\nu_B$ jusqu'à quelques kHz autour de la fréquence hyperfine, bien qu'elles ne soient pas résolues spectralement. En effet, on a augmenté significativement la fréquence de Rabi par rapport aux mesures intra-bande fondamentale afin d'obtenir un couplage suffisant vers les bandes excitées. De plus, des transitions multi- π sont alors réalisées sur les transitions intra-bande fondamentale, ce qui élargit leur réponse spectrale. L'intensité équivalente des Raman pour effectuer une impulsion π inter-bande est telle que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = 15\pi$ sur une transition intra-bande $\Delta m = 3$. La transition vers la première bande excitée $|\bar{e}_1\rangle \rightarrow |\bar{e}_2\rangle$ est quant à elle présente vers 20 – 30 kHz tandis que celle vers la seconde bande excitée $|\bar{e}_1\rangle \rightarrow |\bar{e}_3\rangle$ se situe vers 50 – 60 kHz. On remarque par ailleurs que la raie $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = +1\rangle$ située habituellement à $\nu_{\text{HFS}} + 36,4$ kHz est absente des spectres réalisés, ce qui s'explique par l'augmentation volontaire du champ de quantification à 250 mG.

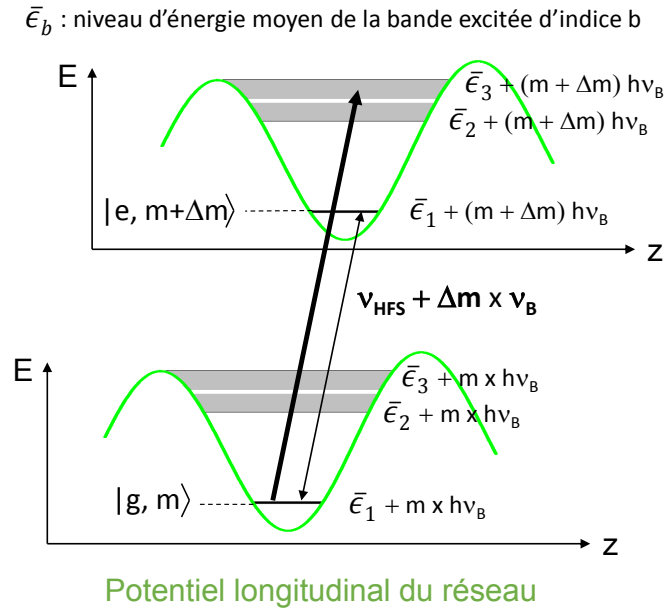


FIG. 5.16 – Bande fondamentale, première bande et seconde bande excitée du réseau ainsi que l'une des transitions Raman stimulée à résonance. La transition en noir fin est celle des états de Wannier-Stark de la bande fondamentale.

Il existe aussi une transition négative centrée vers 20 – 30 kHz, ce qui correspond à la transition $|\bar{e}_2\rangle \rightarrow |\bar{e}_1\rangle$. À partir de l'asymétrie du spectre, on peut estimer que la quasi-totalité des atomes sont initialement dans la bande de Bloch fondamentale \bar{e}_1 . Cependant comme l'indique la transition $|\bar{e}_2\rangle \rightarrow |\bar{e}_1\rangle$, un faible nombre d'atomes sont toujours présents dans la première

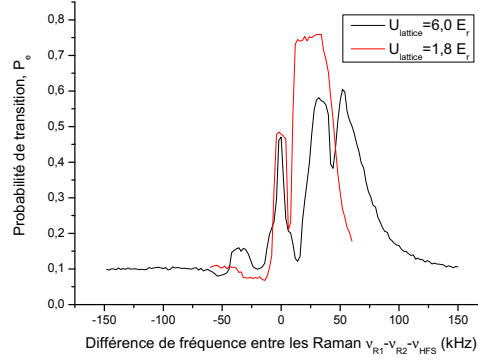


FIG. 5.17 – Probabilité de transition P_e lors d’une transition Raman stimulée contra-propageante en fonction de la différence de fréquence entre Raman 1 et Raman 2, recentré sur ν_{HFS} . Les transitions intra-bande fondamentale sont présentes jusqu’à quelques kHz autour de la fréquence hyperfine (bien que non-résolues), tandis que la transition vers la première bande excitée est présente vers 20 – 30 kHz et celle vers la seconde bande excitée se situe vers 50 – 60 kHz. En noir : pour $U_{\text{lattice}} = 6,0 E_r$; en rouge : pour $U_{\text{lattice}} = 1,8 E_r$.

bande excitée $\bar{\epsilon}_2$ malgré le temps de piégeage de la mesure de $T_{\text{trap}} = 0,5$ s. On remarque que ces atomes peuvent participer à la limitation de l’efficacité de transfert des transitions Raman.

De plus, on observe comme attendu que l’énergie moyenne de la première bande excitée $\bar{\epsilon}_2$ dépend de la profondeur du réseau et augmente avec la profondeur. On peut comparer les valeurs moyennes avec les calculs théoriques réalisées par Sophie Péliisson dans [Péliisson, 2012] [Péliisson *et al.*, 2013]. L’énergie $\epsilon_{b,q}$ des bandes de Bloch d’indice b en fonction de la quasi-impulsion q pour chacune des deux profondeurs $U_{\text{lattice}} = 6,0 E_r$ et $1,8 E_r$ est représentée sur la figure 5.18. On retrouve ces différences d’énergie entre bandes de Bloch et celles correspondant à nos mesures en résumé dans le tableau 5.1. Il est difficile d’extraire les valeurs moyennes expérimentales des différentes bandes de Bloch, particulièrement à faible profondeur, cependant les valeurs théoriques semblent coïncider avec les mesures au moins sur les ordres de grandeur.

On s’intéresse alors au temps de vie des atomes dans cette première bande excitée, dont les mesures sont présentées sur la figure 5.19. Pour cela, on transfère les atomes de la bande fondamentale vers la première bande excitée par une impulsion Raman désaccordée de $\nu_{R1} - \nu_{R2} = \nu_{\text{HFS}} + (\bar{\epsilon}_2 - \bar{\epsilon}_1)/h$. Les atomes transférés changent ainsi d’état interne et permettent de quantifier le nombre d’atomes dans la première bande excitée. On effectue l’impulsion Raman en fin de piège mixte afin que ces atomes soient toujours présents dans la bande excitée lors

Position lors de la spectroscopie	Transitions employées	Profondeur en E_r	Différence d'énergie théorique, en E_r	Différence d'énergie théorique, en Hz	Valeurs mesurées, en Hz
Centre	$\bar{\epsilon}_2 - \bar{\epsilon}_1$	6,0	3,68	29,8 kHz	31 ± 2 kHz
Centre	$\bar{\epsilon}_3 - \bar{\epsilon}_1$	6,0	7,45	60,4 kHz	56 ± 2 kHz
Centre	$\bar{\epsilon}_2 - \bar{\epsilon}_1$	1,8	2,28	18,5 kHz	
Centre	$\bar{\epsilon}_3 - \bar{\epsilon}_1$	1,8	6,19	50,2 kHz	
Début $ \bar{\epsilon}_1\rangle \rightarrow \bar{\epsilon}_2\rangle$	$\epsilon_{2,-1} - \epsilon_{1,-1}$	6,0	2,90	23,5 kHz	$22,6 \pm 2$ kHz
Fin $ \bar{\epsilon}_1\rangle \rightarrow \bar{\epsilon}_2\rangle$	$\epsilon_{2,0} - \epsilon_{1,0}$	6,0	4,75	38,5 kHz	$41,7 \pm 2$ kHz
Début $ \bar{\epsilon}_1\rangle \rightarrow \bar{\epsilon}_3\rangle$	$\epsilon_{3,0} - \epsilon_{1,0}$	6,0	5,68	46,1 kHz	$45,3 \pm 2$ kHz
Fin $ \bar{\epsilon}_1\rangle \rightarrow \bar{\epsilon}_3\rangle$	$\epsilon_{3,-1} - \epsilon_{1,-1}$	6,0	9,83	79,6 kHz	$68,7 \pm 2$ kHz
Début $ \bar{\epsilon}_1\rangle \rightarrow \bar{\epsilon}_2\rangle$	$\epsilon_{2,-1} - \epsilon_{1,-1}$	1,8	0,90	7,3 kHz	7 ± 1 kHz
Fin $ \bar{\epsilon}_1\rangle \rightarrow \bar{\epsilon}_2\rangle$	$\epsilon_{2,0} - \epsilon_{1,0}$	1,8	4,08	33,1 kHz	
Début $ \bar{\epsilon}_1\rangle \rightarrow \bar{\epsilon}_3\rangle$	$\epsilon_{3,0} - \epsilon_{1,0}$	1,8	4,18	33,9 kHz	
Fin $ \bar{\epsilon}_1\rangle \rightarrow \bar{\epsilon}_3\rangle$	$\epsilon_{3,-1} - \epsilon_{1,-1}$	1,8	8,49	68,8 kHz	50 ± 1 kHz

TAB. 5.1 – Résumé des valeurs des différentes transitions inter-bandes de Bloch, théoriques et expérimentales. Les valeurs théoriques des différentes bandes de Bloch $\epsilon_{b,q}$ d'indice b et de quasi-impulsion q , ainsi que la valeur moyenne des bandes $\bar{\epsilon}_b$ peuvent être visualisées sur la figure 5.18. Les valeurs expérimentales sont choisies à mi-hauteur pour le début et la fin des bandes.

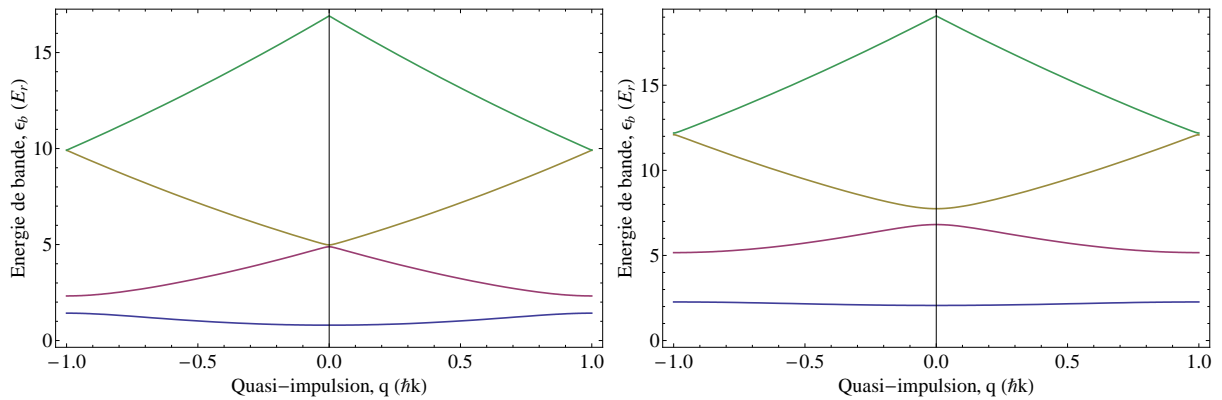


FIG. 5.18 – Énergie des bandes de Bloch $\epsilon_{b,q}$ en fonction de la quasi-impulsion q des atomes dans la première zone de Brillouin du réseau (non-accélééré), s'étendant de $q = \pm\pi/(\lambda_{\text{lattice}}/2)$. À gauche : pour une profondeur de $U_{\text{lattice}} = 1,8 E_r$; à droite : pour une profondeur de $U_{\text{lattice}} = 6,0 E_r$. Courbe bleue : $b = 1$, bande fondamentale ; courbe rouge : $b = 2$, première bande excitée ; courbe jaune foncée : $b = 3$, deuxième bande excitée ; courbe verte : $b = 4$, troisième bande excitée.

de l'arrêt du piège. Puis on varie le moment où l'impulsion est effectuée par rapport à la fin du piégeage pour mesurer la décroissance exponentielle du nombre d'atomes dans la première bande excitée induite par leur fuite progressive du piège mixte.

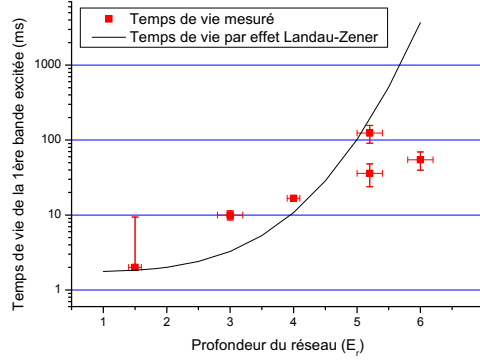


FIG. 5.19 – Temps de vie des atomes dans la première bande excitée en fonction de la profondeur du réseau U_{lattice} . Le temps de vie est mesuré en observant la décroissance exponentielle du nombre d'atomes sortant du piège mixte après une impulsion Raman chargeant la première bande excitée en fin de piège mixte. Pour comparaison, le temps de vie calculé à partir de l'effet Landau-Zener est représenté par la ligne continue noire.

On s'attend à un temps de vie principalement limité par l'effet Landau-Zener, $\tau_{\text{LZ}} = 1/r_{\text{LZ}}$ où r_{LZ} est le taux de perte par effet tunnel estimé par la formule de Landau-Zener (voir équation 2.38 dans le Chapitre 2). On voit sur la figure 5.19 que les temps de vie mesurés sont du même ordre de grandeur que ceux calculés par effet Landau-Zener, bien qu'ils ne suivent pas la même courbe de tendance. Cela peut s'expliquer par l'influence des collisions avec le gaz résiduel dans l'enceinte du PMO-3D, qui deviennent prédominantes aux profondeurs élevées.

5.4.4 Résolution et sensibilité sur la fréquence de Bloch

Pour caractériser les fluctuations sur la mesure de la fréquence de Bloch, on peut réaliser des mesures spectroscopiques fines. Cette mesure permet de remonter directement à la sensibilité sur la différence d'énergie potentielle entre deux puits. Pour cela, on réalise une transition Raman stimulée sur un puits lointain avec une durée d'impulsion longue. On piège alors les atomes pendant une durée de $T_{\text{trap}} = 1,5$ s à une profondeur $U_{\text{lattice}} = 4 E_r$, puis on les interroge pendant $\tau_{\text{Ram}} = 1,4$ s avec une puissance des faisceaux Raman telle que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ sur les transitions $\Delta m = \pm 3$. On obtient une résolution spectrale de $\delta\nu = 0,9$ Hz (voir figure 5.20),

supérieure à la limite de Fourier égale à $\delta\nu = 1/(1,36\tau) = 0,52$ Hz imputée aux inhomogénéités de déplacements lumineux différentiels des Raman.

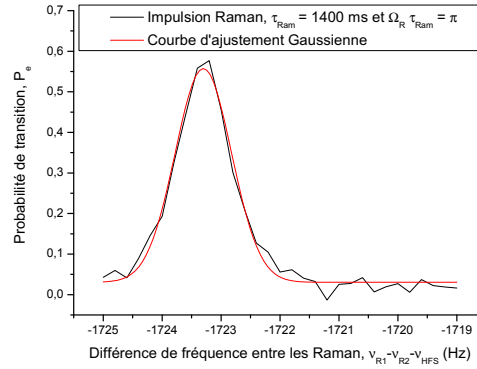


FIG. 5.20 – Spectroscopie Raman fine obtenue avec les paramètres : $T_{\text{trap}} = 1,5$ s, $U_{\text{lattice}} = 4 E_r$, $\tau_{\text{Ram}} = 1,4$ s, $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ et $\Delta m = -3$.

On asservit ensuite la différence de fréquence entre les lasers Raman sur la résonance au moyen d'un intégrateur numérique afin de suivre les fluctuations de fréquence de la transition mesurée. Pour cela on mesure la probabilité de transition à mi-hauteur à droite puis à gauche du profil de Rabi fin. On déduit ensuite de la différence de probabilité de transition entre ces deux points le signal d'erreur permettant d'asservir la différence de fréquence entre les deux Raman sur la transition mesurée. Par cette méthode ne sont mesurés que les points les plus sensibles de la résonance. La figure 5.21 présente ainsi des fluctuations en fréquence de l'ordre de $\delta\nu_{\text{diff Ram}} = 0,9$ Hz pic-à-pic pour chacun des transitions $\Delta m = -3$ et $\Delta m = +3$ (voir figure 5.21). La mesure réalisée pour chacune des transitions est celle de $\nu_{R1} - \nu_{R2} = \nu_{\text{HFS}} + \Delta m \times \nu_B$. Pour isoler les fluctuations de fréquence sur ν_B et s'affranchir des fluctuations de déplacements lumineux, on réalise la demi-différence des mesures de fluctuations de fréquence pour chacune des transitions $\Delta m = -3$ et $\Delta m = +3$, mesurées alternativement. Les fluctuations résiduelles sur la demi-différence sont alors de l'ordre 80 mHz.

Pour quantifier la sensibilité à la fréquence de Bloch de cette mesure, on utilise l'écart-type d'Allan, communément utilisé en métrologie temps-fréquence et développé pour les horloges atomiques [Allan, 1966]. Sa définition et son utilisation en métrologie sont résumées en annexe B. On remarque que l'écart-type d'Allan de la demi-différence des mesures sur les transitions $\Delta m = \pm 3$ décroît en $1/\sqrt{\tau}$ comme attendu pour du bruit blanc, τ étant le temps d'intégration temporelle de la mesure. Il est important de noter que la sensibilité court-terme des écarts-type d'Allan

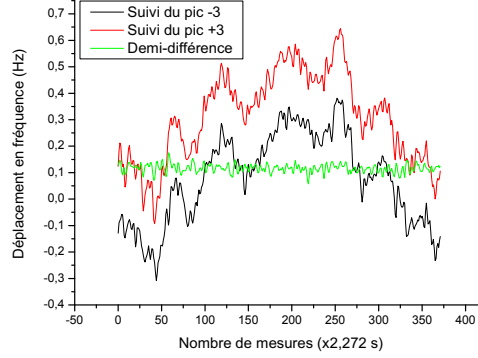


FIG. 5.21 – Mesure des fluctuations temporelles de fréquence de la spectroscopie Raman fine obtenue avec les paramètres : $T_{\text{trap}} = 1,5$ s, $U_{\text{lattice}} = 4 E_r$, $\tau_{\text{Ram}} = 1,4$ s, $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ et $\Delta m = \pm 3$.

est filtrée par la constante de temps de l'intégrateur numérique, expliquant la première valeur inférieure à l'extrapolation à 1 s de la droite en $1/\sqrt{\tau}$. La mesure de la demi-différence des fluctuations de fréquence pour chacune des transitions $\Delta m = \pm 3$ correspond à une sensibilité à une seconde de $\sigma_{\delta\nu}/(3\nu_B) = 2,5 \times 10^{-5}$ en relatif avec une stabilité qui nous permet d'intégrer temporellement la mesure pendant 400 s (voir figure 5.22). On obtient sur cette mesure une sensibilité finale de $\sigma_{\delta\nu}/(3\nu_B) = 1,25 \times 10^{-6}$ en 400 s.

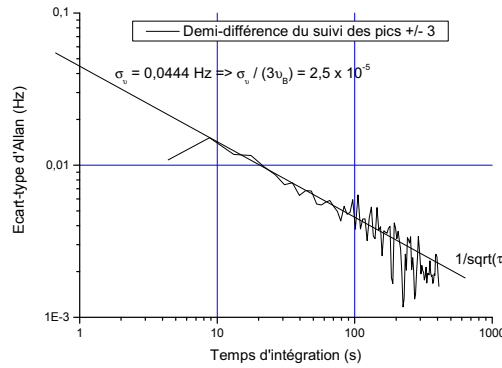


FIG. 5.22 – Écart-type d'Allan des fluctuations temporelles de fréquence de la spectroscopie Raman fine obtenue avec les paramètres : $T_{\text{trap}} = 1,5$ s, $U_{\text{lattice}} = 4 E_r$, $\tau_{\text{Ram}} = 1,4$ s, $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ et $\Delta m = \pm 3$. Le bruit de mesure s'intègre bien comme un bruit blanc en $1/\sqrt{\tau}$ où τ est le temps d'intégration.

5.5 Interféromètre Ramsey-Raman

Une autre méthode pour augmenter la sensibilité de la mesure de la fréquence de Bloch est d'utiliser un interféromètre de Ramsey-Raman. L'idée est similaire à celle de l'interféromètre de Ramsey utilisée sur les horloges atomiques [Ramsey, 1950], mais avec des impulsions Raman [Bordé, 1989]. De même, à la différence de la spectroscopie où une impulsion Raman longue telle que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ est employée, un interféromètre de Ramsey-Raman est composé de deux impulsions Raman dites $\pi/2$ séparées d'un temps T_{Ramsey} (voir figure 5.23). La première impulsion Raman permet de placer les fonctions d'onde atomiques de chacun des atomes dans une superposition d'états entre les deux états internes $|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$ pouvant avoir un état externe différent. Puis la seconde impulsion permet de recombinaison ces paquets d'ondes atomiques. Durant leur séparation, la fonction d'onde atomique est en superposition d'états entre deux niveaux dont la phase atomique évolue selon $\phi(t) = Et/\hbar$, où E est l'énergie potentielle du paquet d'onde considéré et t le temps d'évolution [Feynman, 1948, P. Storey & C. Cohen-Tannoudji, 1994]. Aussi à la recombinaison, les deux paquets d'onde auront subi un déphasage dû à leur différence d'énergie potentielle réalisant des franges d'interférences résolues spectralement (voir figure 5.24).

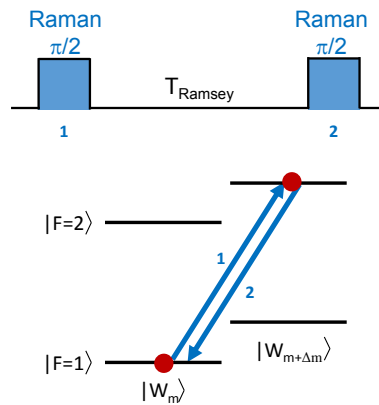


FIG. 5.23 – Schéma de principe de l'interféromètre Ramsey-Raman.

Sur la figure 5.24, on observe un interférogramme de Ramsey pour chaque transition $|m\rangle \rightarrow |m + \Delta m\rangle$, avec des enveloppes qui correspondent au profil de Rabi d'excitation des impulsions Raman. On retrouve les paramètres de l'interféromètre dans l'interférogramme. En effet, la largeur à mi-hauteur du profil de Rabi est de $\delta\nu = 1/(1,36 \tau_{\text{Ram}}) = 147 \text{ Hz}$, tandis que la séparation de deux franges est de $1/T_{\text{Ramsey}} = 10 \text{ Hz}$. La résolution spectrale se définit dans ce cas par la largeur à mi-hauteur d'une frange, ce qui correspond alors à $\delta\nu = 1/(2 T_{\text{Ramsey}})$. Ainsi

l'utilisation d'un interféromètre de Ramsey-Raman augmente potentiellement par un facteur $\sim 1,5$ la sensibilité de notre mesure pour un temps d'interrogation équivalent à celui utilisé lors de la spectroscopie Raman.

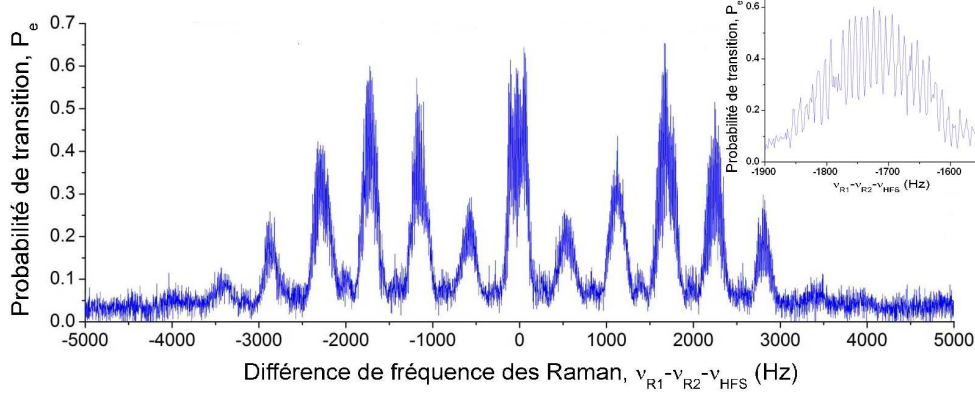


FIG. 5.24 – Franges d'interférences lors d'un interféromètre de Ramsey-Raman, pour les paramètres : $T_{\text{trap}} = 1,0$ s, $U_{\text{lattice}} = 3,9 E_r$, $\tau_{\text{Ram}} = 5$ ms, $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi/2$ et $T_{\text{Ramsey}} = 100$ ms. L'intensité des Raman et la profondeur sont choisies pour optimiser le contraste des franges sur les transitions $\Delta m = \pm 3$.

Comme on a pu le montrer dans le chapitre 2, on obtient dans le cas de l'interféromètre Ramsey-Raman un déphasage de :

$$\Delta\Phi = 2\pi (\nu_R - (\tilde{\nu}_{\text{HFS}} + \Delta m \times \nu_B)) T_{\text{Ramsey}}, \quad (5.7)$$

où $\Delta\Phi$ est la différence de phase des paquets d'onde atomique à la fin de l'interféromètre, $\tilde{\nu}_{\text{HFS}}$ la transition hyperfine effective, $\nu_R = \nu_{R1} - \nu_{R2}$ la différence de fréquence des Raman, et T_{Ramsey} est le temps de Ramsey. Si l'on tient compte de la durée finie des impulsions Raman τ_{Ram} , ce temps de séparation T_{Ramsey} devient le temps de Ramsey effectif qui est défini par $\tilde{T}_{\text{Ramsey}} = T_{\text{Ramsey}} + \frac{4\tau_R}{\pi}$; cette expression peut être dérivée de la fonction de sensibilité de l'interféromètre [Dick, 1987].

Le contraste de l'interféromètre Ramsey-Raman est sujet au même type de décohérence que l'interféromètre de Ramsey micro-onde (voir figure 5.25). Tout d'abord, le contraste pour des temps de Ramsey courts est défini par l'efficacité de transfert d'une impulsion Raman. Il est ainsi limité à près de 60% au maximum, car les impulsions Raman ne transfèrent que 80% des atomes. Aux temps longs, la perte de contraste d'un interféromètre Ramsey-Raman en fonction du temps de séparation n'est pas encore pleinement expliquée. On a vu que l'inhomogénéité de fréquence de la raie hyperfine en l'absence de Raman induit une perte de contraste malgré sa compensation partielle par le faisceau de compensation de déplacements lumineux différentiels

du laser de confinement transverse. La pente de cette décroissance est de $-45\%/s$ en relatif pour un interféromètre Ramsey micro-onde (voir figure 5.4), tandis qu'elle est ici de $-97\%/s$ en relatif pour un interféromètre Ramsey-Raman. Il existe donc une source de décohérence non identifiée.

5.5.1 Sensibilité à la fréquence de Bloch

On cherche à présent à quantifier la sensibilité à la fréquence de Bloch de l'interféromètre de Ramsey-Raman, de la même manière que lors de la spectroscopie Raman.

Fluctuations de fréquence :

On asservit la différence de fréquence des Raman sur la frange centrale d'une des transitions Δm au moyen de l'intégrateur numérique défini précédemment. La position de la frange centrale est au préalable déterminée en mesurant des interférogrammes pour différents temps de Ramsey T_{Ramsey} . La frange centrale est celle qui ne se déplace pas (voir figure 5.25). L'enregistrement s'effectue à partir des mesures entrelacées des probabilités de transition à mi-frange, qui sont mesurées par paires pour déterminer la position en fréquence de la frange centrale de la transition $\Delta m = -7$. En outre, entre deux paires de mesures de la transition $\Delta m = -7$ est intercalée une paire de mesures de la position de la frange centrale de la transition $\Delta m = +7$, ce qui est récapitulé graphiquement sur la figure 5.26. Les fluctuations de fréquence des franges centrales des transitions $\Delta m = \pm 7$ sont ainsi enregistrés alternativement. La figure 5.27 montre ces fluctuations de fréquence pour un interféromètre Ramsey-Raman dont les impulsions Raman sont de $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, tel que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi/2$, et séparées d'un temps de Ramsey de $T_{\text{Ramsey}} = 850$ ms. La durée totale de piégeage est de $T_{\text{trap}} = 1,1$ s à une profondeur de $U_{\text{lattice}} = 1,6 E_r$. L'intensité des Raman ainsi que la profondeur sont choisies pour optimiser le contraste des franges sur les transitions $\Delta m = \pm 7$.

Sur la figure 5.27, les fluctuations mesurées sur la fréquence de la frange centrale sont de l'ordre de $\delta\nu_{\text{RamRam}} = 400$ mHz pic-à-pic, et sont bien corrélées avec les fluctuations de température de la salle d'expérimentation. De même, les fluctuations de la transition $\Delta m = +7$ sont aussi bien corrélées avec celles de la transition $\Delta m = -7$, ce qui est la signature de fluctuations de la fréquence hyperfine ν_{HFS} . De la même manière que précédemment, on effectue la demi-différence de ces mesures sur les transitions $\Delta m = \pm 7$ afin d'extraire les fluctuations de la fréquence de Bloch seule. On obtient des fluctuations de fréquence résiduelles de l'ordre de

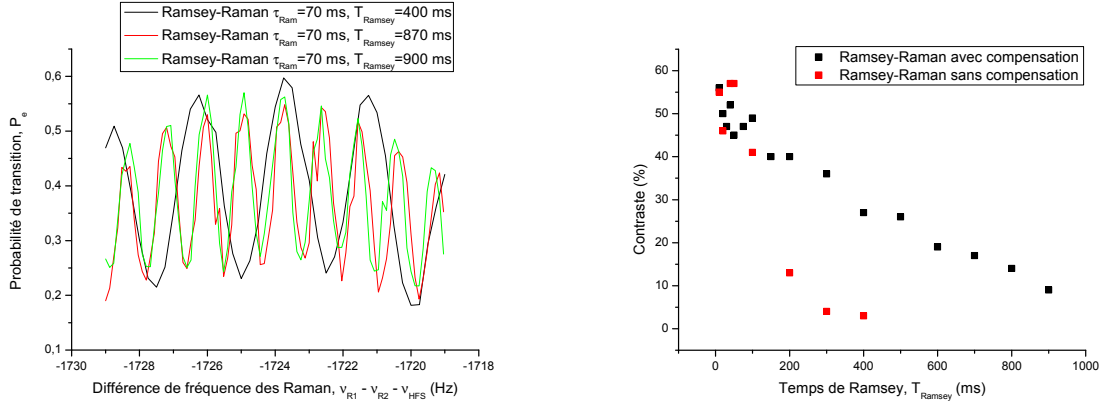


FIG. 5.25 – Gauche : Détermination de la frange centrale de l'interféromètre de Ramsey-Raman, ici pour une transition $\Delta m = -3$. Le temps de l'interféromètre T_{Ramsey} est varié mais la frange centrale ne se déplace pas en fréquence. Droite : Perte de contraste de l'interféromètre Ramsey-Raman en augmentant le temps de séparation T_{Ramsey} .

$\delta\nu_{\text{RR } \nu_B} = 100 \text{ mHz pic-à-pic.}$

Discrimination des sources de bruit :

Pour identifier la provenance de ces fluctuations de fréquence, il est important de dissocier les fluctuations de fréquence hyperfine dues aux fluctuations de déplacements lumineux des Raman de celles des lasers de piégeage ou du champ de quantification.

Pour cela, on utilise la mesure réalisée avec un interféromètre de Ramsey micro-onde, où deux impulsions micro-onde de $\tau_{\text{MW}} = 0,5 \text{ ms}$ telles que $\Omega_R \tau_{\text{MW}} = \pi/2$ sont séparées d'un temps $T_{\text{Ramsey}} = 1476 \text{ ms}$. On obtient ainsi des franges de Ramsey de largeur à mi-hauteur $\delta\nu = 1/(2 T_{\text{Ramsey}}) = 339 \text{ mHz}$ sur la transition hyperfine ν_{HFS} , large de $\delta\nu = 1/(1,36 \tau_{\text{MW}}) = 1,47 \text{ kHz}$ à mi-hauteur. Comme notre synthétiseur de fréquence micro-onde a des pas de $0,1 \text{ Hz}$, il n'est pas possible d'utiliser l'intégrateur numérique pour mesurer les déplacements de fréquence de la frange centrale. On peut cependant mesurer les fluctuations de probabilité de transition à mi-hauteur de la frange centrale, que l'on convertit en fluctuations de fréquence en utilisant la valeur de la pente de la frange (voir figure 5.28). En l'absence de Raman, les fluctuations de fréquence de la frange centrale sont directement reliées aux fluctuations de déplacements lumineux des lasers de piégeage ou aux déplacements de fréquence dus aux fluctuations du champ de quantification. Celles-ci sont de l'ordre de $\delta\tilde{\nu}_{\text{HFS}} = 100 \text{ mHz pic-à-pic}$, ce qui est comparable aux fluctuations attendues à partir des mesures de stabilité de chacun des effets induisant des

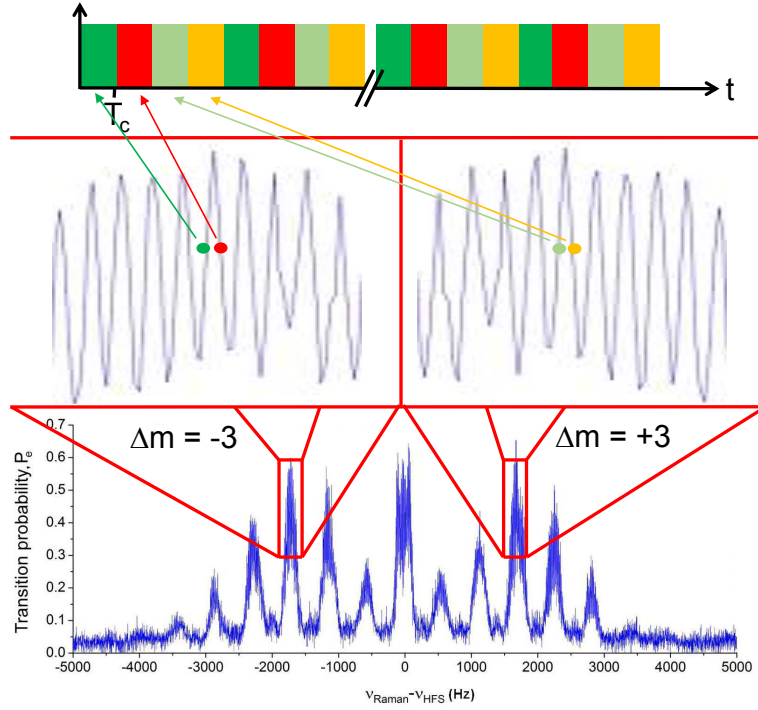


FIG. 5.26 – Séquence de mesure avec alternance de mesures sur la pente de gauche de la frange centrale, puis sur la pente de droite. Ensuite une seconde alternance des mesures des transition, ici, $\Delta m = -3$ et $\Delta m = +3$ est effectuée par paires de mesures sur les pentes gauche/droite. Chaque mesure unitaire dure $T_C = 0,772 + T_{\text{trap}}$ en seconde, les 0,772 s étant le temps de chargement du PMO-3D et de la sélection par dépompeur et pompage optique.

déplacements de fréquence, résumées dans le tableau 5.2 et dont la somme quadratique donne des fluctuations de $\delta\tilde{\nu}_{\text{HFS}} = 60$ mHz.

D'autre part, la mesure des fluctuations de déplacements lumineux des Raman s'effectue à partir de la spectroscopie micro-onde en présence de Raman hors-résonance. Pour la mesure Ramsey-Raman réalisée, les impulsions Raman utilisées étaient de $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, telles que

Effet	Décalage en fréquence	Fluctuations relatives
Piège dipolaire transverse	-4 Hz	< 1%
Faisceau de compensation	+4 Hz	1%
Réseau optique	+0.4 Hz	quelques %
Champ de quantification	+1.5 Hz	10^{-3}

TAB. 5.2 – Résumé des différents effets induisant des déplacements de fréquence hyperfine et leurs fluctuations respectives.

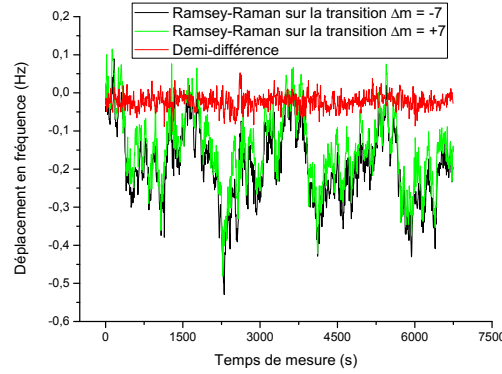


FIG. 5.27 – Mesure des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale de la transition $\Delta m = \pm 7$ lors d'un interféromètre de Ramsey-Raman obtenue avec les paramètres : $T_{\text{trap}} = 1,1$ s, $U_{\text{lattice}} = 1,6 E_r$, $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi/2$ et $T_{\text{Ramsey}} = 850$ ms. L'intensité des Raman ainsi que la profondeur sont choisies pour optimiser le contraste des franges sur les transitions $\Delta m = \pm 7$.

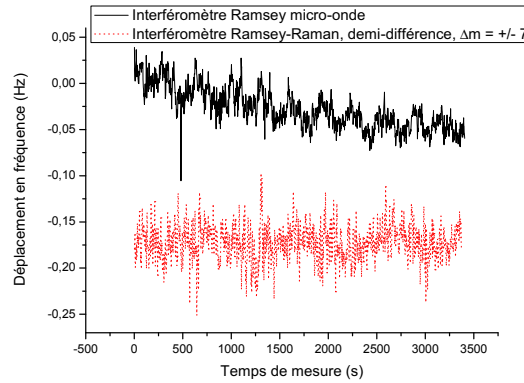


FIG. 5.28 – Mesure des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale de la transition hyperfine ν_{HFS} lors d'un interféromètre de Ramsey micro-onde obtenue avec les paramètres : $T_{\text{trap}} = 1,5$ s, $U_{\text{lattice}} = 5 E_r$, $\tau_{\text{MW}} = 0,5$ ms, $\Omega_R \tau_{\text{MW}} = \pi/2$ et $T_{\text{Ramsey}} = 1476$ ms. Les fluctuations de fréquence de la demi-différence de l'interféromètre Ramsey-Raman sur les transitions $\Delta m = \pm 7$ est tracée (en rouge) pour comparaison.

$\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi/2$ sur la transition $\Delta m = \pm 7$. Pour une mesure équivalente faite dans les conditions où $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, telles que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ sur la transition $\Delta m = \pm 3$, on trouve des fluctuations de déplacements lumineux différentiels de $\delta\nu_{\text{diff Ram}} = 2,0$ Hz pic-à-pic.

Dans le cas d'un interféromètre de Ramsey, l'impact des fluctuations de déplacements lumineux différentiels des Raman sur la fréquence de la frange centrale est donné par :

$$\delta\nu_{\text{Ram}} = \frac{4\tau_{\text{Ram}}}{\pi\tilde{T}_{\text{Ramsey}}} \delta\nu_{\text{diff Ram}}, \quad (5.8)$$

où $\delta\nu_{\text{Ram}}$ sont les fluctuations de fréquence de la frange centrale de l'interféromètre induites par les fluctuations de fréquence du déplacement lumineux différentiel des Raman $\delta\nu_{\text{diff Ram}}$. On peut obtenir ce résultat en utilisant par exemple le formalisme de la fonction de sensibilité de l'interféromètre [Dick, 1987].

En prenant en compte que le couplage est dépendant de la transition (voir figure 2.7), ce qui donne un rapport de couplage de $\Omega_{\pm 3}/\Omega_{\pm 7} = 1.5$ entre les deux situations considérées ici (à $4 E_r$ pour $\Delta m = \pm 3$ et à $1.8 E_r$ pour $\Delta m = \pm 7$), on calcule l'impact des fluctuations de déplacements lumineux différentiels des Raman de 2 Hz pic-à-pic sur la frange centrale de l'interféromètre et l'on obtient $\delta\nu_{\text{Ram}} = 400$ mHz. Ce résultat est en excellent accord avec les mesures de la figure 5.27.

Lorsque l'on compare les fluctuations mesurées de la fréquence hyperfine $\delta\tilde{\nu}_{\text{HFS}}$ et l'impact estimé des fluctuations de déplacement lumineux des Raman $\delta\nu_{\text{Ram}}$, on en déduit que la principale source de fluctuations de la frange centrale d'un interféromètre Ramsey-Raman $\delta\nu_{\text{RamRam}}$ provient des fluctuations de déplacements lumineux différentiels des Raman.

Sensibilité à la fréquence de Bloch :

À partir de la demi-différence des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale des transitions $\Delta m = \pm 7$ (voir figure 5.27), on calcule l'écart-type d'Allan pour connaître la sensibilité de l'interféromètre Ramsey-Raman à la fréquence de Bloch. La figure 5.29 représente l'écart-type d'Allan de la transition $\Delta m = -7$ en noir, celle de la transition $\Delta m = +7$ en vert et enfin celle de la demi-différence en rouge. On remarque que les écarts-type d'Allan des transitions $\Delta m = \pm 7$ dérivent de la même manière, tandis que celle de la demi-différence s'intègre comme un bruit blanc en $1/\sqrt{\tau}$, τ étant le temps d'intégration. De plus, le filtrage de la sensibilité court-terme des écarts-type d'Allan par la constante de temps de l'intégrateur numérique est ici plus net, contrairement à la mesure sur le pic fin.

Une sensibilité court-terme de $\sigma_{\delta\nu} = 84$ mHz à 1 s est obtenue. Ce qui se traduit par une sensibilité à 1 s de $\sigma_{\delta\nu}/(7\nu_B) = 2,1 \times 10^{-5}$ en relatif, qui s'intègre temporellement jusqu'à $\sigma_{\delta\nu}/(7\nu_B) = 6,0 \times 10^{-7}$ en 1 200 s.

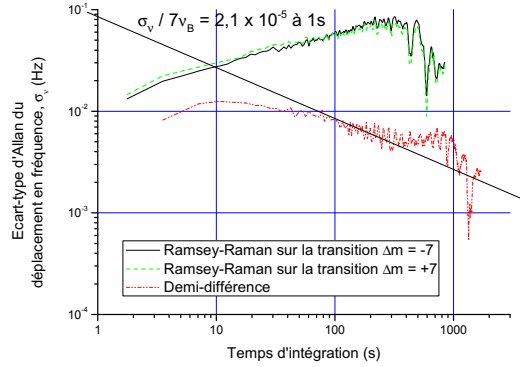


FIG. 5.29 – Écart-type d'Allan des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale des transitions $\Delta m = \pm 7$ lors d'un interféromètre Ramsey-Raman, obtenue avec les paramètres : $T_{\text{trap}} = 1,1$ s, $U_{\text{lattice}} = 1,6 E_r$, $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi/2$ et $T_{\text{Ramsey}} = 850$ ms.

5.5.2 Limitations

Lors de ces différentes mesures de la fréquence de Bloch, nous avons observé que la sensibilité optimale pouvait être obtenue avec différents jeux de paramètres. Aussi nous allons chercher à déterminer quelles sont les limitations court-terme de l'interféromètre Ramsey-Raman. À partir des relations $\sigma_{\delta P_e} = C/2 \sigma_{\delta \Phi}$ d'après l'équation 2.45 et $\sigma_{\delta \Phi} = 2\pi \tilde{T}_{\text{Ramsey}} \sigma_{\delta \nu}$ provenant de l'équation 5.7, la sensibilité court-terme à la fréquence de Bloch s'écrit :

$$\frac{\sigma_{\delta \nu}}{\nu} = \frac{\sigma_{\delta \nu}}{\Delta m \nu_B} = \frac{\sigma_{\delta P_e}}{\pi C \tilde{T}_{\text{Ramsey}} \Delta m \nu_B}, \quad (5.9)$$

où C est le contraste de l'interféromètre, $\sigma_{\delta \nu}$ le bruit de fréquence, $\sigma_{\delta \Phi}$ le bruit de phase de l'interféromètre et $\sigma_{\delta P_e}$ le bruit de probabilité de transition.

Si l'on s'intéresse au bruit de probabilité de transition en fonction du nombre d'atomes piégés N_{at} , on remarque que la mesure est limitée par le bruit de détection comme décrit par la figure 5.30. En effet, le bruit de probabilité de transition suit une décroissance en $1/N_{\text{at}}$ caractéristique des bruits techniques ; à la différence du bruit intrinsèque de mesure, le bruit de projection quantique (QPN, pour "Quantum Projection Noise" en anglais) qui décroît en $1/\sqrt{N_{\text{at}}}$. Le bruit de détection peut s'écrire pour une détection dont les deux voies N_1 et N_2 sont équilibrées par [Sortais, 2001] :

$$\sigma_{\delta P_e} = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\sigma_{N_1}^2 + \sigma_{N_2}^2}}{N_{\text{at}}} \quad (5.10)$$

où $N_{\text{at}} = N_1 + N_2$ est le nombre total d'atomes détectés, σ_{N_1} le bruit sur le nombre d'atomes dans $|F = 1\rangle$, et σ_{N_2} le bruit sur le nombre d'atomes dans $|F = 2\rangle$. Or dans notre cas, la voie N_2 collecte deux fois plus de signal que N_1 , que l'on compense par un facteur de correction sur la voie N_1 . Aussi leurs bruits respectifs sont $\sigma_{N_2} = 2\sigma_{N_1}$ du fait du facteur de correction. Le bruit de chacune des voies correspond au bruit électronique du circuit en transimpédance des photodiodes, soit $\sigma_{N_1} = \sigma_{\text{élec}}$ et $\sigma_{N_2} = 2\sigma_{\text{élec}}$. Ce qui nous donne une sensibilité court-terme décrite par :

$$\frac{\sigma_{\delta\nu}}{\nu} = \frac{\sqrt{5}}{2\pi} \frac{\sigma_{\text{élec}}}{C\tilde{T}_{\text{Ramsey}}N_{\text{at}}\Delta m\nu_B} \quad (5.11)$$

où $\sigma_{\text{élec}} = 325$ atomes limité par le bruit Johnson de la résistance de contre-réaction du circuit en transimpédance.

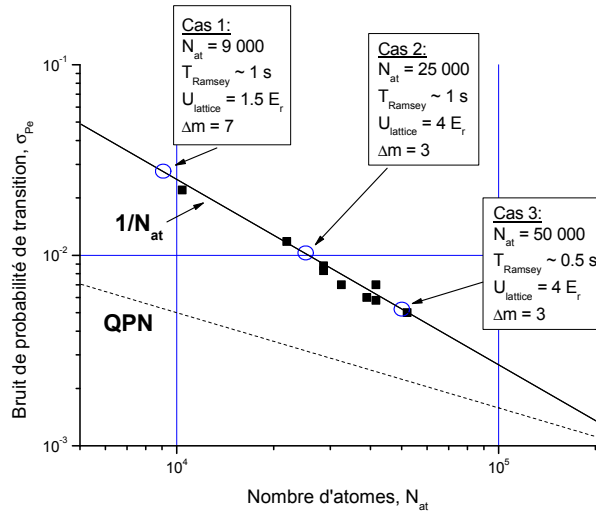


FIG. 5.30 – Bruit de probabilité de transition en fonction du nombre d'atomes. Le bruit court-terme est dominé par le bruit de détection, comme le montre la décroissance en $1/N_{\text{at}}$. Cependant, ces différents jeux de paramètres (dont trois sont sélectionnés en cercles bleus) atteignent la même sensibilité court-terme de $\sim 2,0 \times 10^{-5}$ en relatif sur la fréquence de Bloch. Le bruit de projection quantique (QPN) est représenté pour comparaison.

Considérons à présent les trois cas correspondant aux cercles bleus de la figure 5.30. Dans le cas 1, le temps de piégeage est long pour avoir un long temps d'interrogation T_{Ramsey} et une bonne résolution en fréquence, mais le nombre d'atomes est moindre du fait des pertes durant le long temps de piégeage. De plus, une mesure de la fréquence de Bloch sur les transitions $\Delta m = \pm 7$ nécessite une profondeur faible, pour laquelle le nombre d'atome piégés est plus faible. Ce jeu de paramètre donne une sensibilité de $\sigma_{\delta\nu}/\nu = 2,1 \times 10^{-5}$ à 1 s en relatif, limité

principalement par le nombre d'atomes. Dans le cas 2, le temps de piégeage est toujours aussi long avec une durée de 1 s, mais la profondeur est plus élevée pour effectuer la mesure sur les transitions $\Delta m = \pm 3$. Aussi le nombre d'atomes piégés est plus important, mais la sensibilité reste sensiblement la même $\sigma_{\delta\nu}/\nu = 2,0 \times 10^{-5}$ à 1 s en relatif. Dans le cas 3, la profondeur reste élevée pour être adaptée aux transitions $\Delta m = \pm 3$, mais la durée de piégeage est raccourcie, permettant de garder plus d'atomes lors de la détection. Cependant la résolution en fréquence dépendant de la durée d'interrogation s'en trouve diminuée. On obtient alors une sensibilité de $\sigma_{\delta\nu}/\nu = 2,2 \times 10^{-5}$ à 1 s en relatif, malgré le fort nombre d'atomes détectés. L'optimisation de la sensibilité résulte donc d'un compromis entre les différents paramètres, mais singulièrement plusieurs jeux de paramètres différents permettent de l'atteindre.

5.5.3 Exactitude de la mesure de la fréquence de Bloch

La fréquence de Bloch obtenue lors de ces intégrations est de : $\nu_B = 568,48495(33)$ Hz, ce qui correspond à une valeur de $g = 9,808863(58)$ m/s². Cette valeur diffère de celle mesurée avec un gravimètre en chute libre au même endroit quelques années auparavant, qui était de $g = 9,80927579(10)$ m/s² [Merlet *et al.* , 2009]. Il existe donc un biais de $4,2 \times 10^{-5}$ sur notre mesure de la fréquence de Bloch.

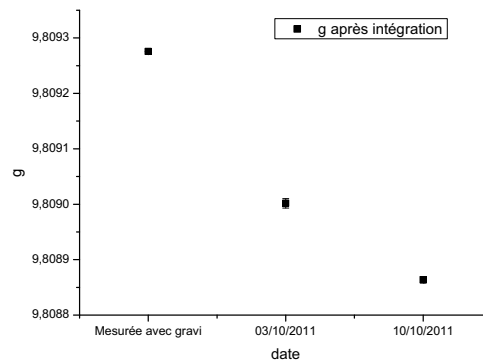


FIG. 5.31 – Valeur de l'accélération de la pesanteur mesurée avec l'interféromètre Ramsey-Raman après intégration temporelle et comparée à celle d'un gravimètre en chute libre. La mesure du gravimètre atomique, faite au même endroit, date de 2009. La mesure du 03/10/2011 fut réalisée sur les transitions $\Delta m = \pm 3$, tandis que celle du 10/10/2011 fut réalisée sur les transitions $\Delta m = \pm 7$ dans les mêmes conditions que celles discutées dans ce chapitre. Les barres d'erreurs sont représentées mais trop petites pour être distinguées.

Alignement avec la verticale :

Le premier effet systématique à vérifier est l'angle entre le laser du réseau et la verticale. Le réglage initial est réalisé à l'aide d'un récipient transparent situé au dessus de l'enceinte à vide et rempli de méthanol. La surface de réflexion entre le méthanol et l'air, perpendiculaire à la verticale, permet d'aligner le faisceau incident (en l'absence du miroir de rétro-réflexion du réseau). Une fois obtenu l'alignement de la rétro-réflexion sur la surface de méthanol avec le faisceau incident, on estime la verticalité de l'alignement à 1,7 mrad (distance miroir d'alignement/surface méthanol-air : 60 cm, incertitude de l'alignement : 2 mm). Ensuite on aligne le miroir de rétro-réflexion sur le faisceau incident, à environ 0,7 mrad (distance miroir de rétro-réflexion/isolateur optique : 2,8 m, incertitude de l'alignement : 2 mm). Puis on aligne optiquement et sur le nombre d'atomes piégés le laser de confinement transverse sur le réseau, avec une sensibilité de l'ordre du milliradian (distance utile pour l'alignement optique : 1,4 m, incertitude de l'alignement : 2 mm). Enfin les Raman sont alignés avec le laser de confinement en annulant le couplage transverse (voir figure 5.15), à mieux que 1 mrad.

On effectue ensuite la caractérisation de la verticalité directement sur la mesure de la fréquence de Bloch. Pour cela, on modifie de façon contrôlée l'inclinaison de la table d'expérimentation au centre de laquelle se situe l'enceinte à vide. La mesure de la fréquence de Bloch nous indique la verticalité à 0,3 mrad selon l'angle de tangage et à 3,2 mrad selon l'angle de roulis (voir figure 5.32), en ne prenant en compte que l'erreur statistique. Une des limites pour la mesure selon l'angle de roulis est due à la faible dynamique angulaire, du fait d'une translation verticale de seulement 1 cm pour une demi-largeur de table de 65 cm. On se place donc sur le maximum des courbes de tendances quadratiques. En considérant la dispersion des points au faite de la courbe quadratique du tangage, on estime l'erreur due à la verticalité sur la fréquence de Bloch à $3,9 \times 10^{-6}$ en relatif.

Gradient d'intensité du laser de confinement :

Le gradient d'intensité du laser de confinement transverse est un autre effet perturbateur potentiellement important. En effet, toute force parasite exercée sur les atomes engendre une modification de la valeur de l'énergie des états propres de l'échelle de Wannier-Stark résultant en une modification de la valeur de la fréquence de Bloch. Malgré une longueur de Rayleigh ($z_R = 10,7$ cm) relativement grande par rapport à d'une part l'incertitude de position du col du faisceau sur les atomes et d'autre part à la longueur du nuage d'atomes piégés, les atomes

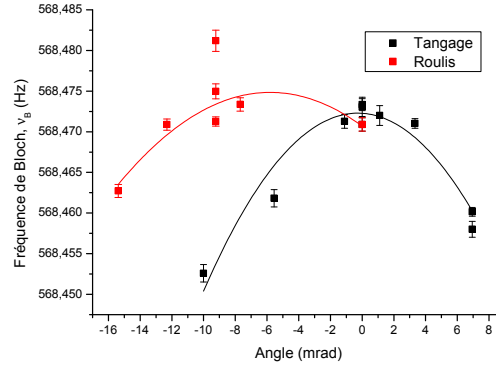


FIG. 5.32 – Projection de la mesure de la fréquence de Bloch selon la verticalité, la fréquence de Bloch mesurant principalement l'accélération de la pesanteur g .

situés à une position différente de celle du col du faisceau subissent une force parasite due au gradient d'intensité longitudinal du laser de confinement transverse.

On va chercher à mesurer cet effet en déplaçant le col du faisceau de confinement transverse par rapport aux atomes. Pour cela, on translate longitudinalement la lentille de focalisation du laser de confinement transverse. Tandis que la position verticale des atomes piégés reste inchangée ; elle est liée à leur position initiale dans le réseau et ne dépend pas de la position du col du faisceau de confinement transverse.

Le faisceau du piège dipolaire suit une propagation Gaussienne lors de sa focalisation au niveau des atomes, comme nous avons pu le montrer dans le chapitre 2. L'intensité du faisceau augmente en se rapprochant du point focal, ainsi que le potentiel du piège dipolaire (voir figure 2.30). En outre, on attend une variation linéaire de la force dérivant du gradient d'intensité à proximité du col du faisceau, s'annulant au niveau du col. On effectue alors la mesure de la fréquence de Bloch en fonction de la position de la lentille définissant la position du col du faisceau de confinement transverse par rapport à la position des atomes (voir figure 5.33). L'allure générale de la fréquence de Bloch en fonction de la distance au col du faisceau semble bien être linéaire à proximité du col ; tandis que l'amplitude de cette force dipolaire est dépendante de l'intensité totale dans le faisceau.

Les droites de régression linéaire correspondant aux mesures réalisées pour chacune des intensités sont aussi représentées sur le graphique de la figure 5.33. Pour une puissance totale de $P_{\text{dipole}} = 2,15 \text{ W}$, on trouve un décalage de $-2,6 \text{ mHz/mm}$; qui devient $-0,75 \text{ mHz/mm}$ pour $P_{\text{dipole}} = 1,08 \text{ W}$. À partir de la simulation décrite dans le chapitre 2, on attend un dé-

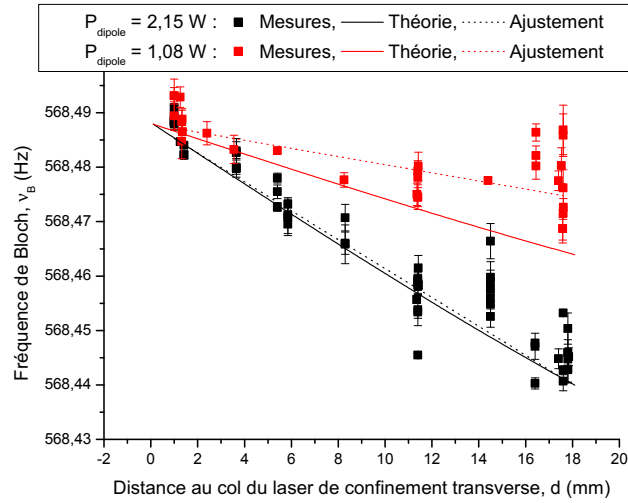


FIG. 5.33 – Influence du gradient d'intensité du laser de confinement sur la valeur de la fréquence de Bloch, mesurée selon la distance au col du faisceau du laser de confinement transverse et selon la puissance du laser.

calage en fréquence de $-2,7$ mHz/mm pour une puissance de $P_{dipole} = 2,15$ W et un décalage de $-1,35$ mHz/mm pour une puissance de $P_{dipole} = 1,08$ W. On remarque une bonne correspondance entre la théorie et la mesure pour une puissance de $P_{dipole} = 2,15$ W, que l'on peut observer sur la figure 5.33. Cependant le rapport des pentes mesurées ($2,6/0,75 \simeq 3,5$) n'est pas le même que le rapport des puissances attendues ($2,15/1,08 \simeq 2$). On s'assure tout d'abord que la puissance laser au niveau des atomes est bien celle attendue, ce que l'on pourra vérifier sur le déplacement lumineux différentiel induit par le laser de confinement transverse. La partie droite de la figure 5.34 nous informe que les puissances effectives sur les atomes sont bien celles attendues.

Le calcul des pentes ne tient compte que de la profondeur du faisceau de confinement transverse, considérant les atomes au centre du faisceau et non leur distribution transverse dans le faisceau. Or plusieurs indices amènent à penser que les atomes ne sont pas distribués seulement au centre du piège dipolaire : la température des atomes par rapport à la profondeur du piège ($T_{at} = 2$ μ K par rapport à $U_{dipole} = 5,7$ μ K), la fréquence d'oscillation transverse inférieure à celle d'un piège harmonique et la mesure de la distribution atomique dans le piège mixte effectuée à la caméra CCD. Ces mesures ont été réalisées pour une puissance de $P_{dipole} = 2,15$ W, aussi ce raisonnement est d'autant plus vrai pour $P_{dipole} = 1,08$ W. Cependant nous n'arrivons pas à obtenir par le calcul le rapport des pentes mesurées, que l'on utilise la distribution des

atomes mesurée à l'aide de la caméra CCD ou une distribution qui provient d'une mesure fine du déplacement lumineux engendré par le faisceau de confinement transverse sur les atomes. Il est important de préciser que les mesures de la fréquence de Bloch présentent une forte dispersion (de l'ordre de la dizaine de mHz) due à un manque de répétabilité des mesures, ce qui limite d'autant l'estimation des pentes du décalage en fréquence induit par la focalisation du faisceau de confinement transverse.

Un aspect intéressant de cet effet est qu'il s'annule au niveau du col du faisceau pour toutes les puissances, nous permettant de déterminer la position du col au niveau du croisement des pentes pour différentes puissances (définie à 0 sur la figure 5.33). On obtiendrait une valeur de la fréquence de Bloch au niveau du col du faisceau de confinement transverse de $\nu_B = 568,488(2)$ Hz. Le biais corrigé à une position de 3,9 mm du col pour une puissance de 2,15 W est donc de 10,1 mHz, soit $1,8 \times 10^{-5}$ en relatif.

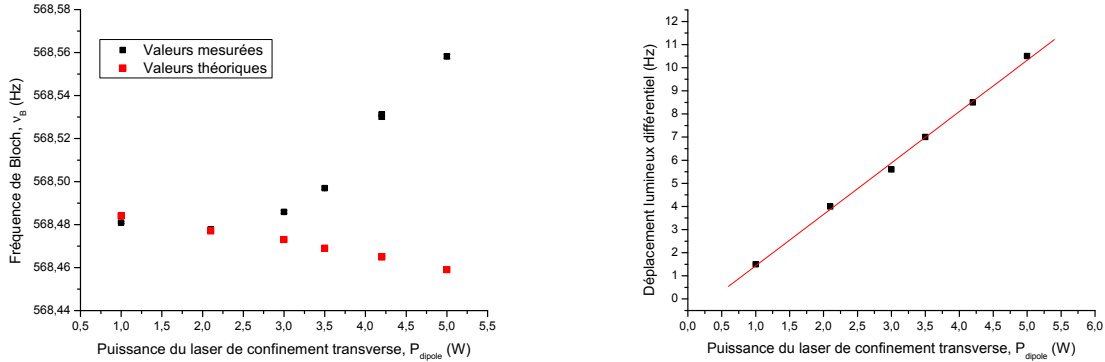


FIG. 5.34 – À gauche : Influence du gradient d'intensité du laser de confinement sur la valeur de la fréquence de Bloch, mesurée selon la puissance du laser au niveau des atomes. À droite : Vérification de la puissance du laser de confinement transverse par le déplacement lumineux induit sur les atomes.

On s'intéresse finalement à la modification de la valeur de la fréquence de Bloch en fonction de la puissance du laser de confinement (voir partie gauche de la figure 5.34). On s'assure premièrement de la puissance effective du laser de confinement transverse par le déplacement lumineux induit sur les atomes (voir partie droite de la figure 5.34). Alors que l'on s'attendrait à une modification linéaire de ν_B selon P_{dipole} , on observe une forte non-linéarité menant à une inversion de la pente. Celle-ci pourrait s'expliquer par des effets de lentille thermique dans les optiques traversées par le faisceau de confinement transverse :

- la modification de l'indice de réfraction de la lentille de focalisation, menant à une modification de la largeur et de la position du col du faisceau ;
- la modification de l'indice de réfraction de l'AOM traversé lors de l'application de l'onde radio-fréquence dans le cristal, ayant le même type de répercussions.

Ces deux effets ont été vérifiés sur la mesure de la fréquence de Bloch lors de la modification de la puissance en sortie du laser, sans modification de la puissance dans l'AOM et réciproquement. Et aucun effet de lentille n'a été observé. De même, la largeur du faisceau en sortie du laser est bien constante en fonction de la puissance du laser et son mode semble inchangé.

Gradient d'intensité du réseau :

La composante du gradient d'intensité du réseau est quant à elle beaucoup plus faible que celle du laser de confinement du fait d'une largeur de faisceau beaucoup plus grande et d'une longueur d'onde deux fois plus faible. Cet effet est attendu pour être de l'ordre de $3 \times 10^{-9}/\text{mm}$ en relatif à 8 W de puissance, pour une largeur de faisceau de $700 \mu\text{m}$ au col situé à 20 cm des atomes.

Résumé des biais mesurés et estimés :

Cependant malgré la correction des biais *a priori* prédominants dans notre mesure, il demeure un écart important à la valeur attendue, de l'ordre de $3,8 \times 10^{-5}$ en relatif (voir tableau 5.3).

Biais	Valeur absolue mHz	Biais relatif	Incertitude mHz
Confinement transverse	10,1 mHz	$1,8 \times 10^{-5}$	10 mHz
Verticalité	2,2 mHz	$3,9 \times 10^{-6}$	2 mHz
Confinement longitudinal	1,7 μHz	3×10^{-9}	
Longueur d'onde réseau	1,1 μHz	2×10^{-9}	
Total	10,3 mHz	$1,8 \times 10^{-5}$	

TAB. 5.3 – Résumé des biais mesurés et estimés. L'incertitude sur le biais du gradient d'intensité du faisceau de confinement transverse est estimée en prenant en compte la dispersion due au manque de répétabilité des mesures (voir figures 5.44 et 5.45 pour des mesures complémentaires avec l'interféromètre Accordéon).

5.6 Interféromètre Accordéon

Après avoir comparé la sensibilité en fréquence des interféromètres Ramsey-Raman et Ramsey micro-onde, et étudié leurs limites, on en déduit que les limitations majeures sur la mesure de la fréquence de Bloch par l'interféromètre Ramsey-Raman sont dues au bruit de détection et aux fluctuations de déplacements lumineux différentiels des Raman. Ainsi, la sensibilité de cet interféromètre à la fréquence hyperfine semble être une limitation intrinsèque, malgré sa réjection par la mesure de la demi-différence de deux transitions inter-puits de signes opposés. Cette réjection, quoique efficace, n'est cependant pas parfaite, car les mesures sur les transitions $+\Delta m$ et $-\Delta m$ ne sont pas simultanées. C'est pourquoi il devient intéressant d'utiliser un interféromètre symétrique, permettant la réjection quasi-instantanée des fluctuations de la fréquence hyperfine par la mesure de la fréquence de Bloch. Comme décrit dans le chapitre 2, cette symétrisation est réalisée en faisant passer aux atomes la même quantité de temps dans chacun des deux états hyperfins lors de l'interféromètre. Du fait de la trajectoire des atomes lors des modifications d'états internes et externes au cours de cet interféromètre (voir figure 5.35), nous l'appellerons l'interféromètre "Accordéon".

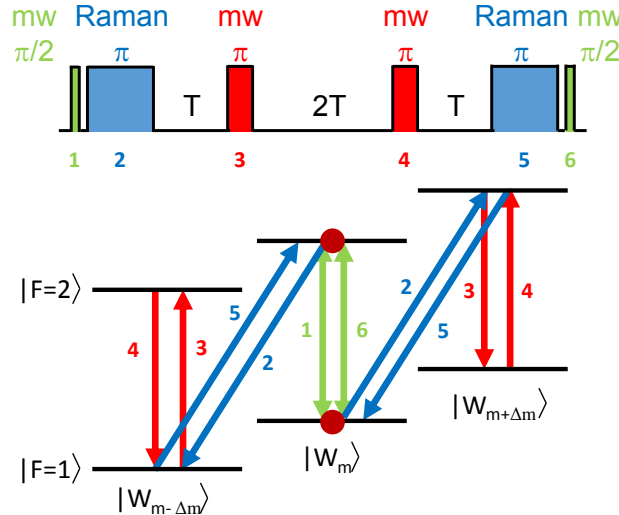


FIG. 5.35 – Schéma de principe de l'interféromètre Accordéon.

Dans le chapitre 2, nous avons décrit la différence de phase obtenue en sortie de l'interféromètre, montrant l'annulation de la contribution de la fréquence hyperfine. À la limite où les durées des impulsions Raman et micro-onde sont négligeables, la différence de phase de l'inter-

féromètre est donnée par :

$$\Delta\Phi = 4\pi (\nu_R - \Delta m \times \nu_B - \nu_{MW}) 4T \quad (5.12)$$

où $\phi_{MW}(t) = 2\pi (\nu_{MW} - \nu_{HFS}) t$ est la phase de la fonction d'onde atomique après son interaction avec l'impulsion micro-onde, ν_{MW} est la fréquence de l'impulsion micro-onde et $4T$ est la durée totale de l'interféromètre.

Ainsi pour le même temps d'interrogation que pour un interféromètre Ramsey-Raman $4T \simeq T_{\text{Ramsey}}$, on obtient une sensibilité à la fréquence de Bloch deux fois supérieure pour un interféromètre Accordéon. Cette sensibilité améliorée peut être rapportée à la séparation simultanée des paquets d'onde atomique vers les puits $m + \Delta m$ et $m - \Delta m$.

5.6.1 Sensibilité sur la fréquence de Bloch

Comme pour l'interféromètre de Ramsey, on obtient des franges d'interférences qui apparaissent dans le profil de l'enveloppe de Rabi des pulses d'interrogation, dont la largeur à mi-hauteur est toujours définie par $\delta\nu = 1/(1,36 \tau_{\text{Ram}})$. On peut voir ces franges sur la partie gauche de la figure 5.36. D'après l'expression de la différence de phase de l'interféromètre Accordéon, on s'attend à une insensibilité de la position de la frange centrale aux déplacements de la fréquence hyperfine ν_{HFS} . En revanche, elle dépend alors de la fréquence de la micro-onde ν_{MW} .

La partie droite de la figure 5.36 montre une simulation numérique de ces franges réalisée à l'aide du formalisme des matrices de passage appliquées à des transitions couplant les niveaux de Wannier-Stark deux à deux, tout en gardant une base de 3 états externes et 2 états internes (voir figure 2.16). Ce qui simplifie le système afin de pouvoir prendre en compte l'inhomogénéité de fréquence des Raman ainsi que leur couplage limité à 80% (voir figure 2.29). Cependant, pour une meilleure correspondance du contraste, il faudrait prendre aussi en considération toutes les sources d'inhomogénéités et de décohérence (telles que les inhomogénéités de couplage des Raman et de la micro-onde, les inhomogénéités des déplacements lumineux dues aux profils d'intensité transverses et longitudinaux des faisceaux, la superposition imparfaite des faisceaux les uns sur les autres, l'émission spontanée...). On retrouve dans cette simulation les aspects caractéristiques des franges mesurées :

- la probabilité de transition moyenne de ces franges est de $P_e = 0,5$,
- une double périodicité des franges est présente. Du fait de l'imperfection du couplage des Raman, seulement 80% des atomes sont transférés par l'impulsion π Raman vers le puits

$m + \Delta m$. Aussi lors de la recombinaison des atomes, des interférences à trois ondes sont réalisées entre les paquets d'onde atomiques ayant été séparés de $2 \times \Delta m$ et ceux séparés de seulement Δm .

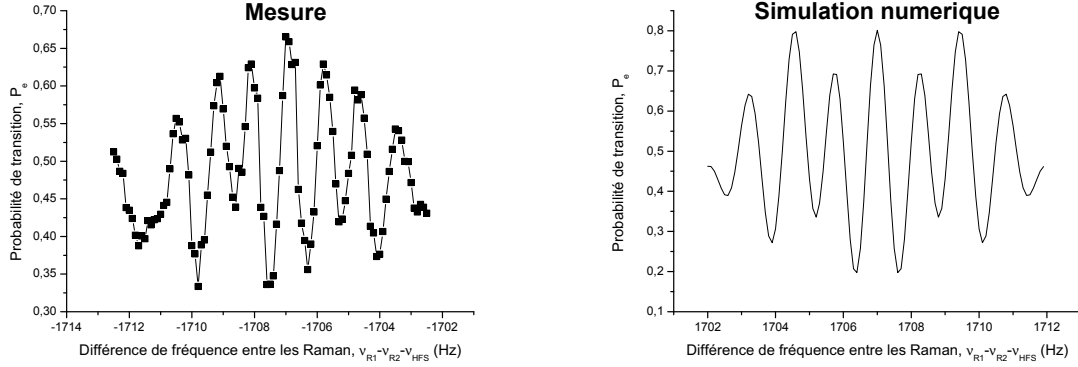


FIG. 5.36 – Franges d’interférence en sortie de l’interféromètre Accordéon, obtenues avec les paramètres : $\tau_R = 140$ ms, $T = 65$ ms, $\sigma_{\text{inhom}} = 2,5$ Hz centrées à $\bar{\nu}_{\text{diff Ram}} = 0$ Hz. Gauche : mesurées ; droite : calculées numériquement.

Le contraste des franges de l’interféromètre Accordéon, comme celui des interféromètres Ramsey micro-onde et Ramsey-Raman, décroît avec le temps d’interrogation (voir figure 5.37). Cette décohérence peut avoir plusieurs origines :

- l’émission spontanée provenant de faisceaux proches de résonance diffusés vers les atomes. Par exemple, de la lumière parasite provenant du pompage optique atteignait les atomes malgré l’extinction de l’AOM en double passage qu’il traversait. Ainsi les atomes étaient faiblement pompés pendant le temps de piégeage. Cette source de décohérence, présente probablement dans les mesures des autres interféromètres et de l’ordre de $-2,5\%/s$ en relatif, a été éliminée par l’utilisation d’un interrupteur mécanique sur le trajet du faisceau en amont de la fibre optique ;
- l’inhomogénéité des déphasages accumulés durant l’évolution libre, dus aux inhomogénéités de fréquence induites par les déplacements lumineux des différents lasers de piégeage. Cet effet limite le contraste de l’interféromètre Ramsey micro-onde et participe de moitié à la réduction du contraste de l’interféromètre Ramsey-Raman. Cependant il devrait être annulé par la symétrisation de l’interféromètre Accordéon. Celle-ci n’étant pas parfaitement instantanée, il faudrait alors des fluctuations des inhomogénéités à des fréquences

plus rapides que $1/(2T)$ pour participer à la réduction du contraste de l'interféromètre Accordéon ;

- la source de décohérence inconnue mentionnée précédemment et participant de moitié à la réduction du contraste de l'interféromètre Ramsey-Raman. Celle-ci pourrait être insensible à la symétrisation et engendrer une perte de contraste équivalente, soit de l'ordre de $-50\%/s$ en relatif. Ce qui est l'ordre de grandeur observé.

On observe sur la partie gauche de la figure 5.37 une dispersion importante sur les mesures du contraste de l'interféromètre Accordéon due à un manque de répétabilité des mesures. Cependant, si l'on regarde les courbes de tendance linéaires sur la partie droite de la même figure, il semblerait que plus la durée de l'impulsion Raman τ_{Ram} est longue, plus le contraste initial est élevé mais aussi plus la perte de contraste liée à la décohérence est grande. Pour comparaison, le contraste de l'interféromètre Ramsey-Raman est montré pour deux durées d'impulsions τ_{Ram} , où l'on observe le même type de comportement.

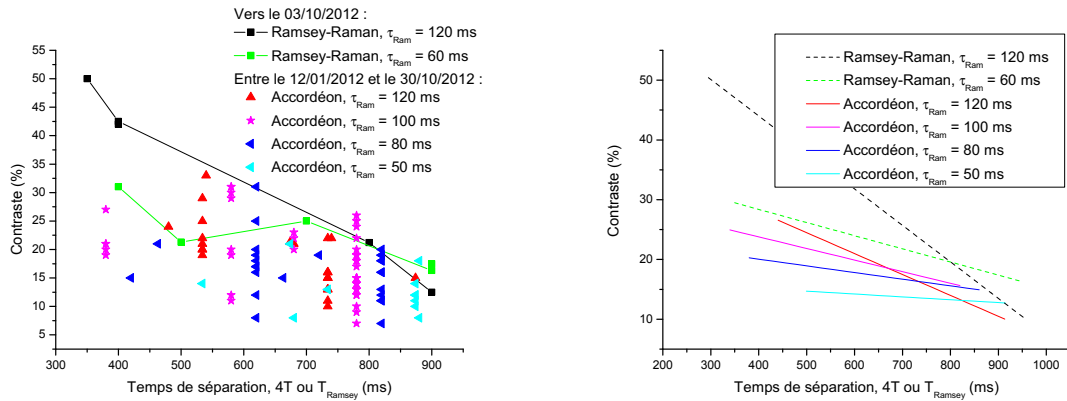


FIG. 5.37 – Franges d'interférence en sortie de l'interféromètre Accordéon en fonction de la durée d'interrogation $4T$ pour différentes durées d'impulsion τ_{Ram} . Le contraste d'un interféromètre de Ramsey-Raman à la même période de l'année y est comparé aussi. Droite : les points de mesures ; gauche : les droites de régression linéaire de chacun des groupes de mesures.

On effectue ensuite la mesure du déplacement en fréquence de la frange centrale d'une transition de l'interféromètre à partir de l'intégrateur numérique décrit précédemment. La figure 5.38 permet de quantifier les fluctuations résiduelles de la frange centrale, toujours présentes malgré la symétrisation de l'interféromètre. On distingue sur les franges centrales des transitions $\Delta m = \pm 6$ des fluctuations de fréquence périodiques d'environ $\delta\nu_{\text{Acc}} = 75$ mHz pic-à-pic, additionnées à une dérive d'environ $\delta\nu_{\text{Acc}} = 75$ mHz. Pour l'interféromètre Ramsey-Raman, on

peut aussi séparer les fluctuations rapides d'environ $\delta\nu_{\text{RamRam}} = 200$ mHz pic-à-pic de la dérive périodique d'environ $\delta\nu_{\text{RamRam}} = 200$ mHz. On remarque que les fluctuations de fréquence de l'Accordéon ont une amplitude de l'ordre de 2,7 fois plus faibles que celles obtenues avec un interféromètre de Ramsey-Raman sans demi-différence. Par ailleurs, le fait que la demi-différence appliquée à l'interféromètre Accordéon permette de compenser cette dérive montre que la symétrisation de l'interféromètre n'est pas parfaite, malgré une optimisation précise des délais et durées des différentes impulsions. On trouve alors des fluctuations de fréquence résiduelles de la frange centrale sur la demi-différence de $\delta\nu_{\text{Acc}} = 70$ mHz pic-à-pic, dont une composante fluctuant périodiquement d'amplitude 15 ± 5 mHz. Ces dernières sont d'ailleurs à nouveau corrélées avec les fluctuations de température dans la pièce d'expérimentation.

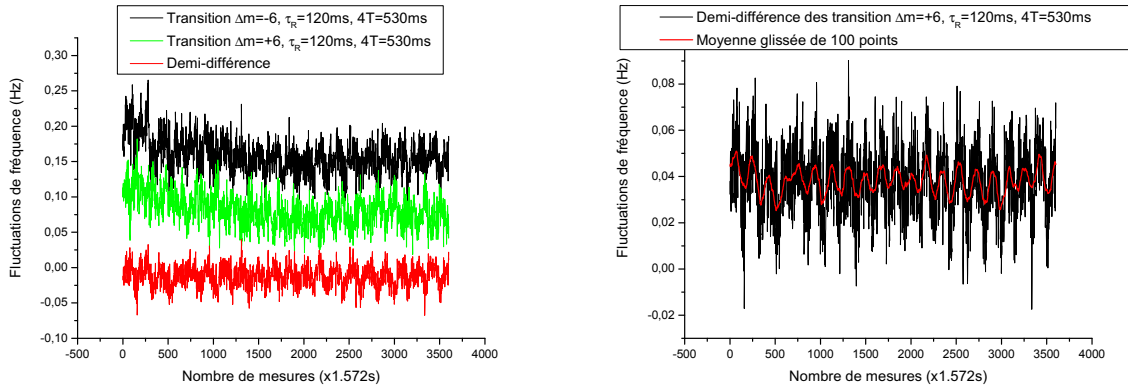


FIG. 5.38 – Mesure des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale de la transition $\Delta m = \pm 6$ avec un interféromètre Accordéon, obtenue avec les paramètres : $T_{\text{trap}} = 800$ ms, $U_{\text{lattice}} = 1,6 E_r$, $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ et $4T = 530$ ms. L'intensité des Raman ainsi que la profondeur sont choisies pour optimiser le contraste des franges sur les transitions $\Delta m = \pm 6$.

Enfin on effectue l'écart-type d'Allan sur ces fluctuations de la frange centrale d'un interféromètre Accordéon pour connaître la sensibilité de l'interféromètre à la fréquence de Bloch (voir figure 5.39). Cette mesure correspond à celle où la meilleure sensibilité court-terme ait été obtenue, et a été réalisée sur les transitions $\Delta m = \pm 3$, avec des impulsions Raman réalisant $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ en $\tau_{\text{Ram}} = 140$ ms, des impulsions micro-onde réalisant $\Omega_R \tau_{\text{MW}} = \pi$ en $\tau_{\text{MW}} = 1,0$ ms, et avec un temps de séparation entre les impulsions Raman et micro-onde de $T = 175$ ms. De plus, la profondeur est de $U_{\text{lattice}} = 3,9 E_r$ et la durée de piégeage de $T_{\text{trap}} = 1$ s. Les mesures temporelles de cette intégration révèlent des fluctuations de fréquence de 40 mHz pic-à-pic, dominées par des fluctuations périodiques de 15 mHz d'amplitude. On

obtient ainsi comme meilleure sensibilité court-terme $\sigma_{\delta\nu} = 15,3$ mHz à 1 s, ce qui correspond à $\sigma_{\delta\nu}/(3\nu_B) = 9,0 \times 10^{-6}$ à 1 s en relatif et qui par ailleurs s'intègre temporellement pendant 100 s. On remarque que la sensibilité court-terme sur $\Delta m = \pm 3$ ou sur la demi-différence est équivalente, ce qui n'était pas le cas pour l'interféromètre Ramsey-Raman.

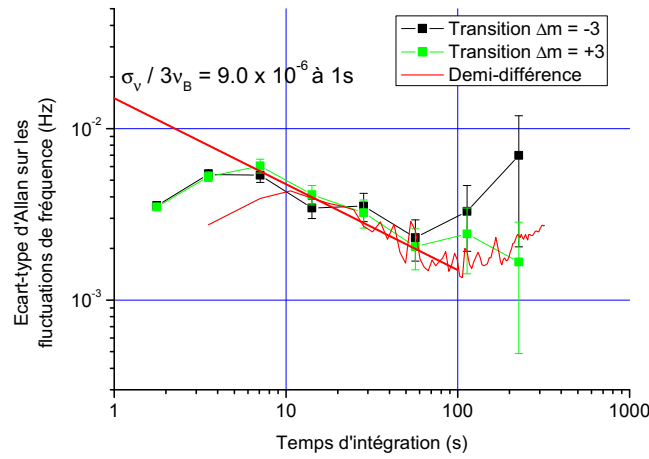


FIG. 5.39 – Écart-type d'Allan des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale des transitions $\Delta m = \pm 3$ avec un interféromètre Accordéon, obtenue avec les paramètres : $T_{\text{trap}} = 1,0$ s, $U_{\text{lattice}} = 3,9 E_r$, $\tau_{\text{Ram}} = 140$ ms pour $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ et $4T = 700$ ms.

Une mesure plus longue est réalisée sur les transitions $\Delta m = \pm 6$, avec des impulsions Raman réalisant $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ en $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, des impulsions micro-onde réalisant $\Omega_R \tau_{\text{MW}} = \pi$ en $\tau_{\text{MW}} = 1,0$ ms, avec un temps de séparation entre les impulsions Raman et micro-onde de $T = 132,5$ ms, et pour une profondeur de $U_{\text{lattice}} = 1,6 E_r$ et une durée de piégeage de $T_{\text{trap}} = 800$ ms (voir figure 5.40). La sensibilité court-terme obtenue est de $\sigma_{\delta\nu} = 34,7$ mHz à 1 s, ce qui correspond à $\sigma_{\delta\nu}/(6\nu_B) = 1,0 \times 10^{-5}$ à 1 s en relatif qui s'intègre temporellement en 2800 s jusqu'à une sensibilité relative de $\sigma_{\delta\nu}/(6\nu_B) = 1,9 \times 10^{-7}$. Ce qui se traduit par une résolution de 0,6 mHz sur la mesure de la différence de potentiel pour une séparation de $3,19 \mu\text{m}$.

Intéressons-nous à présent aux fluctuations périodiques de fréquence sur la demi-différence de cette intégration longue (voir figure 5.38). Elles se traduisent dans l'écart-type d'Allan par des bosses à $\tau = 1/(2 f_{\text{modul}})$, où $f_{\text{modul}} = 1/(570 \text{ s})$ est la fréquence de modulation de ces fluctuations périodiques. On peut comparer cette fréquence de modulation aux cycles de climatisation de l'air conditionnée de la salle d'expérimentation, d'une période de 10 min. À partir

de 500 s d'intégration, ces fluctuations de la demi-différence se moyennent, ce qui se traduit sur le graphique de l'écart-type d'Allan par un retour à la pente en $1/\sqrt{\tau}$ caractéristique de l'intégration temporelle d'un bruit blanc.

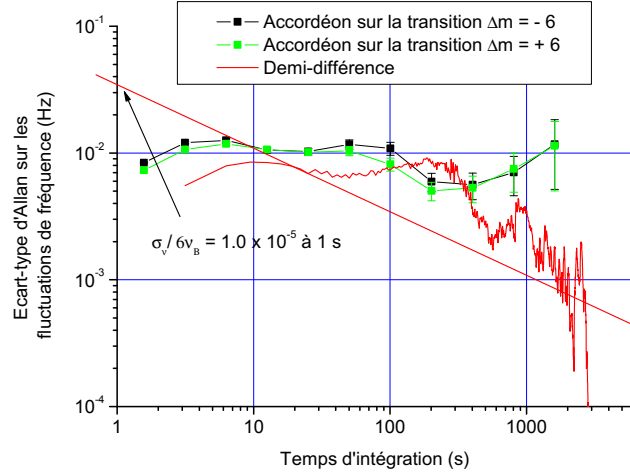


FIG. 5.40 – Écart-type d'Allan des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale des transitions $\Delta m = \pm 6$ lors d'un interféromètre Accordéon (voir figure 5.38), obtenue avec les paramètres : $T_{\text{trap}} = 800$ ms, $U_{\text{lattice}} = 1,6 E_r$, $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms pour $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ et $4T = 530$ ms.

5.6.2 Limitations

Nous allons à présent décrire les limitations imposées par les deux sources majeures de bruit dans les différents interféromètres présentés dans ce manuscrit : le bruit de détection et les fluctuations de déplacements lumineux des Raman.

Bruit de détection :

La sensibilité deux fois meilleure provient de la séparation des paquets d'onde, deux fois plus grande dans le cas d'un interféromètre Accordéon. Ce qui se traduit dans le bruit de détection par : $\sigma_{\delta\Phi} = 4\pi \tilde{4T} \sigma_{\delta\nu}$, d'après l'équation 5.12. On trouve alors :

$$\frac{\sigma_{\delta\nu}}{\nu} = \frac{\sqrt{5}}{4\pi C \tilde{4T} N_{\text{at}} \Delta m \nu_B} \sigma_{\text{élec}} \quad (5.13)$$

où $\sigma_{\text{élec}} = 325$ atomes pour nos photodiodes limitées par leur bruit Johnson.

Aussi la principale limitation de la sensibilité court-terme provient toujours du bruit de détection comme le montre le tableau 5.4. Cependant, on remarque une divergence entre les valeurs

du bruit de détection calculées pour les valeurs du contraste et du nombre d'atomes attendues et celles extraites des mesures. Les valeurs attendues proviennent des figures 5.1, 5.30 et 5.37, d'où l'on devrait pouvoir extrapoler le contraste et le nombre d'atomes de chaque mesure selon le temps de piégeage et la profondeur du réseau. Toutefois, comme le montre la figure 5.37, le contraste n'est pas très stable et est sujet à une forte dispersion lors de sa répétabilité. Cette forte dispersion s'est avérée être corrélée avec une baisse d'efficacité de couplage des Raman dont l'origine est due à des fluctuations de déplacements lumineux ou à des fluctuations de profondeur dans le temps. Par ailleurs, la durée de vie des atomes dans le piège mixte est aussi sujette à ce genre de dispersion sur des périodes plus longues (voir figure 5.41) du fait de fluctuations lentes de la pression dans l'enceinte à vide du PMO-3D. Ainsi en prenant en compte les courbes de tendances de ces paramètres, la sensibilité attendue (voir tableau 5.4) semblerait indiquer qu'il existe un optimum en sensibilité entre une mesure réalisée pour $T_{\text{trap}} = 1$ s et $U_{\text{lattice}} = 3,9 E_r$ et une autre avec $T_{\text{trap}} = 0,8$ s et $U_{\text{lattice}} = 1,6 E_r$. Malheureusement du fait de cette dispersion, le résultat de ces mesures ne coïncide pas avec cette prévision. Néanmoins la sensibilité court-terme correspond bien à la sensibilité attendue si l'on utilise les mesures de contraste et de nombre d'atomes correspondant aux mesures.

Mesure	Sensibilité court-terme, à 1 s	Bruit de détection, à 1 s C et N_{at} attendus	Bruit de détection, à 1 s C et N_{at} réels
Meilleure	$\sigma_{\delta\nu} = 15,3$ mHz	$\sigma_{\delta\nu} = 20,6$ mHz	$\sigma_{\delta\nu} = 14,7$ mHz
Longue	$\sigma_{\delta\nu} = 34,7$ mHz à 1 s	$\sigma_{\delta\nu} = 23,1$ mHz	$\sigma_{\delta\nu} = 26,2$ mHz

Mesure	C attendu	C réel	N_{at} attendu	N_{at} réel
Meilleure	17%	22%	25000	27060
Longue	23%	11%	20000	36900

TAB. 5.4 – Sensibilité court-terme mesurée, attendue à partir de valeurs typiques (voir figures 5.1, 5.30 et 5.37), et calculée à partir des données réelles des mesures. Le bruit de détection est déterminé avec l'équation 5.13, en prenant en compte que $\sigma_{\delta\Phi} = 4\pi \tilde{4T} \sigma_{\delta\nu}$ à partir de l'équation 5.12.

Asymétrie des franges d'interférences :

Une autre source de fluctuations présente dans la mesure de la fréquence de la frange centrale d'une transition Δm est intrinsèque à l'intégrateur numérique que nous utilisons. Comme ne sont considérés que les points à mi-hauteur de la frange, si la frange présente une quelconque

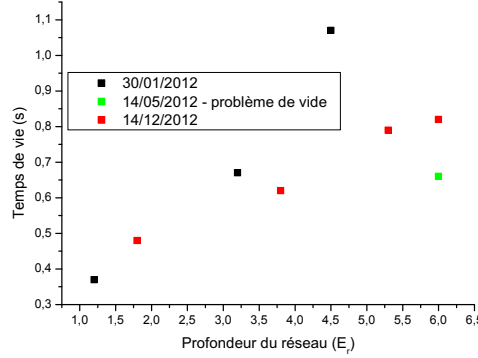


FIG. 5.41 – Modification du temps de vie dans le piège mixte sur une année. En début 2012, la pression était de $p < 6 \times 10^{-10}$ mbar. Le point vert correspond au temps de vie dans le piège durant l'été 2012, après une dégradation du vide (pression dans l'enceinte à vide du PMO-3D à $p \sim 10^{-8}$ mbar). Après avoir ré-optenu un meilleur vide en milieu d'été 2012 par étuvage et pompage de l'enceinte principale à l'aide d'une pompe turbomoléculaire, la pression est à nouveau doucement remontée vers $p \sim 5 \times 10^{-9}$ mbar en fin d'année 2012.

asymétrie, égaliser les probabilités de transition mesurées à droite et à gauche ne garantit pas d'être centré sur la fréquence centrale. Ce qui génère un biais sur la position de la frange centrale. Aussi si cette asymétrie fluctue dans le temps, l'intégrateur verra une modification temporelle de ce biais, s'apparentant à des fluctuations de fréquence.

À l'aide de la simulation numérique décrite précédemment, on s'intéresse à la modification de la forme des franges d'interférences. En présence d'une valeur non-nulle de déplacement lumineux différentiel, une asymétrie apparaît car la position de la frange centrale n'est plus centrée sur le profil d'excitation des impulsions Raman. De plus, l'asymétrie est alors proportionnelle à ce déplacement lumineux différentiel (voir figure 5.42). Si l'on applique notre intégrateur numérique à ces franges d'interférences asymétriques, on obtient un déplacement apparent de la fréquence centrale de $-7,6$ mHz/Hz de déplacement lumineux différentiel moyen. Aussi combiné avec les fluctuations typiques de $\bar{\nu}_{\text{diff Ram}}$ qui s'élèvent à $\delta\nu_{\text{diff Ram}} = 2,0$ Hz pour une impulsion de $\tau_{\text{Ram}} = 120$ ms, telles que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ sur la transition $\Delta m = \pm 3$, on obtient un déplacement apparent de la frange centrale de $15,2$ mHz pic-à-pic. Ce qui coïncide avec les fluctuations de fréquences périodiques présentes sur nos deux mesures décrites précédemment.

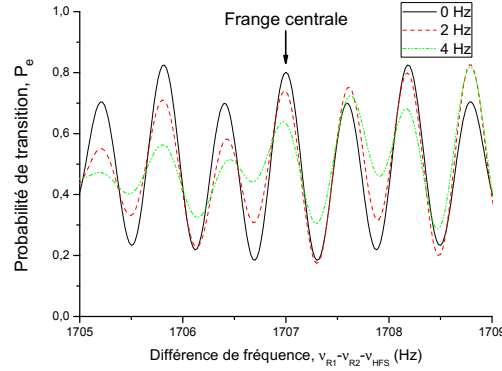


FIG. 5.42 – Modification de la forme de la frange centrale de la transition $\Delta m = +3$ en présence d'un déplacement lumineux différentiel non-nul. Ce dernier est principalement dû à la compensation imparfaite du déplacement lumineux des Raman. Comportement obtenu par simulation numérique (puis vérifié expérimentalement), en considérant l'inhomogénéité de déplacements lumineux des Raman $\sigma_{\text{inhom}} = 2,5$ Hz et en ajoutant une valeur moyenne de déplacements lumineux différentiels $\bar{\nu}_{\text{diff Ram}}$ de 0, 2 et 4 Hz.

5.6.3 Exactitude de la mesure de la fréquence de Bloch

En ce qui concerne la valeur absolue de la mesure de la fréquence de Bloch pour l'Accordéon, les valeurs concordent avec celles de l'interféromètre de Ramsey-Raman (voir figure 5.43), si l'on tient compte de la répétabilité présente sur la figure 5.33.

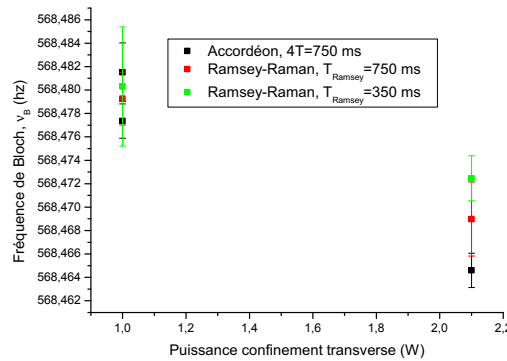


FIG. 5.43 – Valeur de la fréquence de Bloch de l'interféromètre Accordéon comparée à celle de l'interféromètre Ramsey-Raman. La dispersion est principalement due à la répétabilité des mesures.

On effectue à nouveau la mesure de l'effet du gradient du laser de confinement en déplaçant la lentille focalisant le faisceau de confinement transverse, déplaçant le col du faisceau par rapport

aux atomes qui restent immobiles définis par la position du PMO-3D (voir figure 5.44). On obtient un résultat assez différent des mesures précédentes (voir figure 5.33), malgré une mesure de la fréquence de Bloch qui devrait être indépendante du type d'interféromètre (voir figure 5.43). La régression linéaire pour une puissance du piège transverse de $P_{\text{dipole}} = 1,08 \text{ W}$ donne un décalage en fréquence de $-0,11 \text{ mHz/mm}$, assez loin de la valeur mesurée avec l'interféromètre de Ramsey-Raman. Dans le cas de $P_{\text{dipole}} = 2,15 \text{ W}$, les valeurs de la fréquence de Bloch sont très éloignées de celles des mesures précédentes pour une distance entre la lentille et le col du faisceau de $d = 14,4 \text{ mm}$ (en gardant la même position à l'origine). En outre, la pente de la courbe de régression linéaire est de signe opposée à celle mesurée avec l'interféromètre de Ramsey-Raman. Même si l'on ne prenait que la première mesure de la fréquence de Bloch effectuée à une distance de $d = 14,4 \text{ mm}$ qui donne une valeur de ν_B pouvant correspondre à celle attendue, et que l'on effectue une régression linéaire la pente obtenue est alors de $4,45 \text{ mHz/mm}$, toujours assez loin de celle obtenue avec l'interféromètre de Ramsey-Raman. On représente sur la figure 5.45 l'ordre temporel des mesures précédentes. Le manque de répétabilité et le manque de données rend l'analyse de ces résultats impossible. Il est ainsi difficile de déterminer si l'influence du gradient d'intensité du laser de confinement transverse est différente pour les interféromètres de Ramsey-Raman et Accordéon, ou s'il ne s'agit que d'un problème de répétabilité provenant d'un paramètre non identifié.

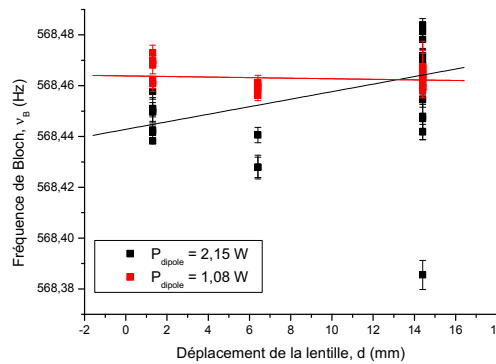


FIG. 5.44 – Influence du gradient d'intensité du laser de confinement sur la valeur de la fréquence de Bloch, mesurée selon la distance au col du faisceau du laser de confinement transverse et selon la puissance du laser. Les droites pleines sont des courbes de tendance linéaires. On garde pour référence du 0 de l'axe des abscisses la position du col du faisceau mesurée avec l'interféromètre de Ramsey-Raman.

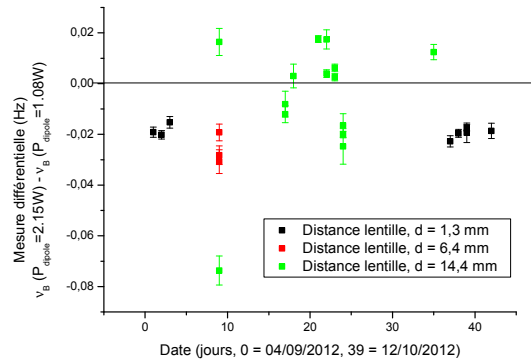


FIG. 5.45 – Dispersion temporelle des mesures de l'influence du gradient d'intensité du laser de confinement sur la valeur de la fréquence de Bloch, mesurée pour différentes positions relatives des atomes par rapport au col du faisceau. La référence du 0 de l'axe des ordonnées correspond à la valeur de la fréquence de Bloch au niveau du col du faisceau estimée avec l'interféromètre de Ramsey-Raman.

5.7 Interféromètre multi-ondes

Dans cette partie, nous nous intéresserons au dernier type d'interféromètre réalisé dans le réseau optique. Il s'agit d'un interféromètre multi-ondes dont la principale caractéristique est l'évolution des paquets d'onde dans le même état hyperfin pour chacun des paquets d'onde de la fonction d'onde. Cette caractéristique lui permet d'être insensible aux effets d'horloge qui affectent la transition hyperfine.

Cet interféromètre multi-ondes est réalisé à partir des atomes sortant du PMO-3D, piégés dans le piège mixte et sélectionnés dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ par dépompage et pompage optique. Puis les atomes sont transférés avec une impulsion π micro-onde dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$. L'interféromètre commence avec une impulsion Raman d'une durée $\tau_{\text{Ram}} = 200 \mu\text{s}$ par exemple. Cette durée d'impulsion courte permet d'obtenir un profil de Rabi de largeur $\delta\nu = 1/(1,36 \tau_{\text{Ram}}) = 3,7 \text{ kHz}$, qui permet d'exciter plusieurs transitions Δm (voir figure 5.46). Une impulsion de pousseur à résonance avec $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ est ensuite réalisée afin d'éliminer les atomes restés dans $|F = 2\rangle$. Après l'impulsion de pousseur, on a alors durant la période d'évolution libre une superposition des paquets d'onde atomiques dans différents états de Wannier-Stark. Ensuite une seconde impulsion Raman semblable à la première est réalisée après un temps T_M qui permet de recombinaison les paquets d'onde dans chacun des puits. On détecte finalement les populations des atomes dans les deux états hyperfins et l'on reconstruit les interférences en balayant le temps d'évolution libre T_M .

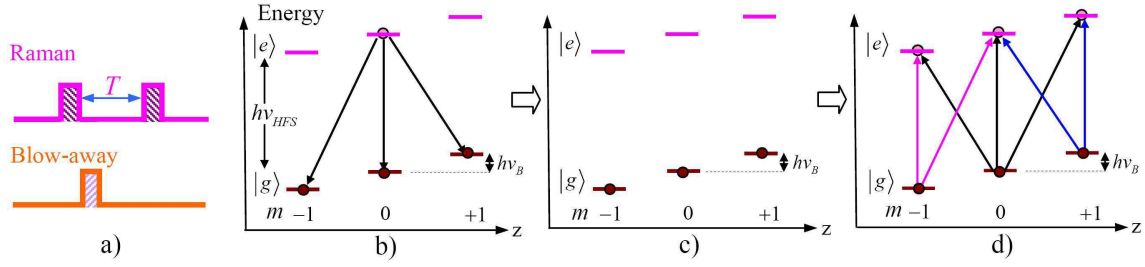


FIG. 5.46 – Schéma de principe de l'interféromètre multi-ondes réalisé dans le réseau optique. Deux impulsions Raman courtes sont séparées d'un temps T_M , avec au milieu de l'interféromètre une impulsion de poussier pour augmenter le contraste des franges. Les impulsions Raman sont de faible durée afin d'obtenir une largeur spectrale supérieure à la fréquence de Bloch, permettant de coupler plusieurs transitions.

Lors de leur évolution, les paquets d'onde reviennent en phase toutes les périodes de Bloch (voir équations 2.54 et 2.55), ce qui nous permet d'observer des franges d'interférences dans le domaine temporel (voir figure 5.47) [Zhou *et al.*, 2013]. La période de Bloch est donnée par $T_B = 1/\nu_B \sim 1,759$ ms qui nous permet de remonter à la fréquence de Bloch.

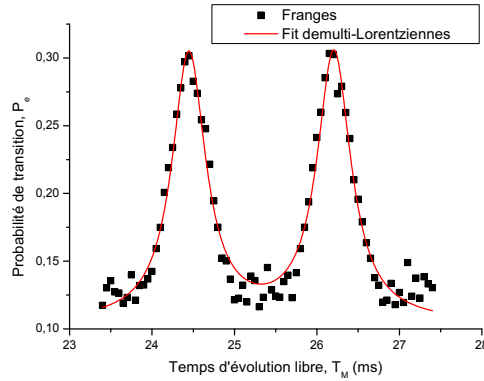


FIG. 5.47 – Franges d'interférences de l'interféromètre multi-ondes qui se visualisent dans le domaine temporel. Pour cela, on balaye la durée d'évolution libre T_M où les paquets d'onde reviennent en phase toutes les périodes de Bloch $T_B = 1/\nu_B \sim 1,759$ ms. Les paramètres de mesure sont : $\tau_{\text{Ram}} = 200 \mu\text{s}$, tel que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ sur la transition $\nu_{R1} - \nu_{R2} = \nu_{\text{HFS}} + 8\nu_B$, $U_{\text{lattice}} = 1,6 E_r$ et $P_{\text{dipole}} = 4,2$ W. Les données sont moyennées 10 fois. Une courbe d'ajustement multi-Lorentziennes est représentée.

Le transfert des impulsions Raman pour des durées d'impulsion faibles est limité par l'efficacité de couplage des Raman. D'une part, dans le cas d'une impulsion longue sélectionnant seulement une seule transition Δm , on a vu que le transfert était limité à 80%. De plus, dans le cas d'une impulsion courte, se rajoute l'inhomogénéité de couplage entre différentes transi-

tions Δm . En effet, la fréquence de Rabi nécessaire pour effectuer une impulsion π n'est pas la même pour toutes les transitions Δm (voir figure 2.7). Ce que l'on mesure pour une impulsion courte n'est donc que la moyenne des efficacités de transfert pour chacune des transitions, ce qui dégrade l'efficacité de transfert globale (voir figure 5.48).

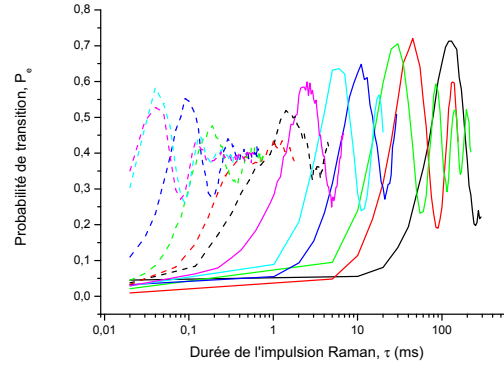


FIG. 5.48 – Oscillations de Rabi pour tout type de fréquence de Rabi accessibles. On remarque la dégradation de l'efficacité de transfert d'une impulsion π Raman pour des puissances Raman plus importantes. Paramètres : $\Delta m = -2$, $U_{\text{lattice}} = 5 E_r$ et $P_{\text{dipole}} = 2,15 \text{ W}$.

5.7.1 Sensibilité et exactitude sur la fréquence de Bloch

Il existe différentes méthodes pour remonter à la sensibilité de l'interféromètre Multi-ondes à la fréquence de Bloch. Tout d'abord, il est possible d'extraire la valeur de la période de Bloch T_B en ajustant les franges mesurées par une loi multi-Lorentzienne (voir figure 5.47). On obtient dans ce cas une valeur de $T_B = 1,759(1) \text{ ms}$, correspondant à une fréquence de Bloch de $\nu_B = 568,5(3) \text{ Hz}$. Malgré la réalisation d'une moyenne de dix mesures pour chacun des points, la sensibilité à la fréquence de Bloch par cette méthode est assez faible.

Une autre possibilité est d'enregistrer un grand nombre de périodes de Bloch afin d'effectuer une analyse de Fourier sur ces données. Il est intéressant de noter que le contraste décroît en fonction du temps d'évolution libre entre les deux impulsions Raman T_M (voir figure 5.49), mais que l'on peut observer des franges d'interférences jusqu'à $T_M = 850 \text{ ms}$. On effectue l'enregistrement des périodes de Bloch en balayant T_M de 22 ms à 200 ms avec un pas de $0,1 \text{ ms}$. L'analyse de Fourier révèle alors la fréquence de Bloch ainsi que ses multiples présents dans la forme des franges (voir figure 5.50). On sélectionne alors l'harmonique ayant le meilleur rapport signal-à-bruit. On obtient ainsi sur le deuxième harmonique une fréquence de $1136,74(5) \text{ Hz}$, ce

qui correspond à $\nu_B = 568,37(3)$ Hz. Ce résultat donne une sensibilité de $\sigma_{\delta\nu}/\nu = 4,4 \times 10^{-5}$ en relatif après 3 150 s.

Concernant l'exactitude la mesure, cette méthode ayant une résolution insuffisante, elle ne nous permet pas d'extraire de nouvelles informations sur le biais résiduel inconnu. Cependant on remarque que la valeur de ν_B n'est pas exactement en accord avec celles mesurées par les interféromètres de Ramsey-Raman et Accordéon. Pour ces mesures, on utilise une puissance de $P_{\text{dipole}} = 4,2$ W générant un biais deux fois plus important induit par le gradient d'intensité du laser de confinement transverse. On introduit alors un biais de $-3,6 \times 10^{-5}$ sur la fréquence de Bloch, soit -20 mHz, qui n'est pas suffisant pour expliquer la valeur mesurée. L'erreur donnée sur la valeur du second harmonique de la transformée de Fourier correspond à l'incertitude statistique donnée par l'ajustement par une Gaussienne. Or l'utilisation de ce type de courbe peut introduire un biais dans la définition du centre du second harmonique si la forme de celui-ci est asymétrique, ce que nous ne pouvons résoudre du fait d'un rapport signal-à-bruit trop faible.

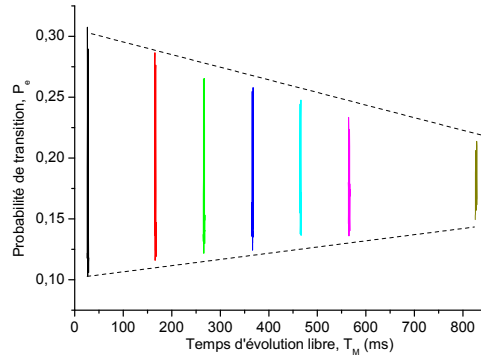


FIG. 5.49 – Décroissance du contraste en fonction de la durée d'évolution libre T_M pour un interféromètre multi-ondes. Les paramètres de mesure sont : $\tau_{\text{Ram}} = 200 \mu\text{s}$, tel que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ sur la transition $\nu_{R1} - \nu_{R2} = \nu_{\text{HFS}} + 8\nu_B$, $U_{\text{lattice}} = 1,6 E_r$ et $P_{\text{dipole}} = 4,2$ W.

5.7.2 Limitations

On s'intéresse à présent aux limitations de la sensibilité de la mesure de la fréquence de Bloch. Pour cela, on se place à mi-frange d'un des pics de l'interférogramme et l'on enregistre les fluctuations de probabilité de transition en fonction du temps. On peut voir sur la partie gauche de la figure 5.51 que l'écart-type des fluctuations de probabilité de transition se moyenne comme du bruit blanc. De plus, sur la même figure 5.51, le bruit de détection de la mesure est

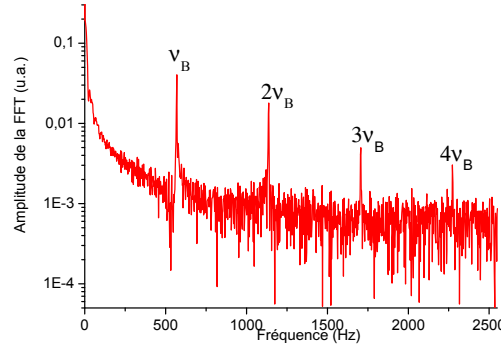


FIG. 5.50 – Analyse de Fourier sur un grand échantillon de périodes de Bloch de l'interféromètre multi-ondes en balayant T_M de 22 ms à 200 ms avec un pas de 0,1 ms. Les paramètres de mesure sont : $\tau_{\text{Ram}} = 200 \mu\text{s}$, tel que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ sur la transition $\nu_{R1} - \nu_{R2} = \nu_{\text{HFS}} + 8\nu_B$, $U_{\text{lattice}} = 1,6 E_r$ et $P_{\text{dipole}} = 4,2 \text{ W}$.

aussi représenté pour comparaison. Cette figure nous montre que la sensibilité court-terme de l'interféromètre Multi-ondes est limitée par le bruit de détection du dispositif expérimental.

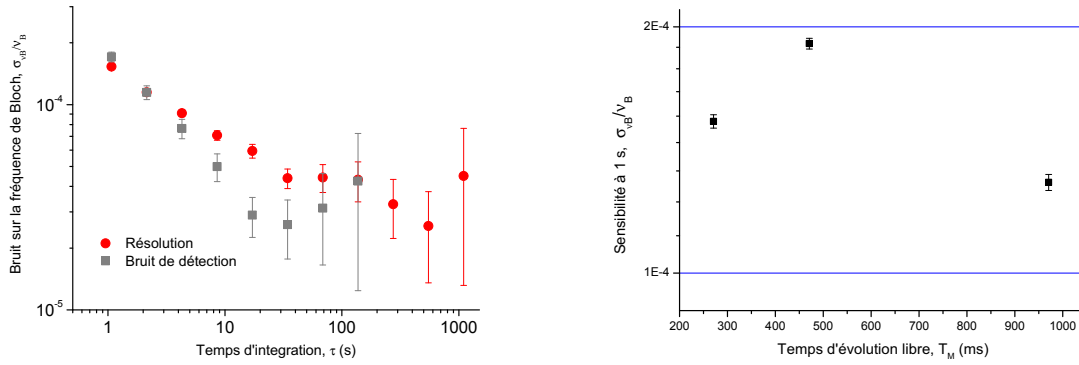


FIG. 5.51 – À gauche : Écart-type d'Allan du bruit de probabilité de transition de la frange à $T_M = 269,4 \text{ ms}$, soit $T_B = 153$ et $k = 0,286 / \text{ms}$. À droite : Sensibilité à 1 s obtenue pour différents temps d'évolution libre T_M , le temps de piégeage T_{trap} est optimisé pour chacun d'eux. Les paramètres de mesure sont : $\tau_{\text{Ram}} = 200 \mu\text{s}$, tel que $\Omega_R \tau_{\text{Ram}} = \pi$ sur la transition $\nu_{R1} - \nu_{R2} = \nu_{\text{HFS}} + 8\nu_B$, $U_{\text{lattice}} = 1,6 E_r$ et $P_{\text{dipole}} = 4,2 \text{ W}$.

Dans le cas d'un interféromètre limité par le bruit de détection (voir équation 5.10), on peut définir la sensibilité de l'interféromètre Multi-ondes à la mesure de la fréquence de Bloch par :

$$\frac{\sigma_{\nu_B}}{\nu_B} = \frac{\sigma_{T_M}}{T_M} = \frac{\sigma_{\delta P_e}}{k N_B T_B} = \frac{\sqrt{5}}{2} \frac{\sigma_{\text{élec}}}{N_{\text{at}} k N_B T_B} \quad (5.14)$$

avec $T_M = N_B T_B$ et $\sigma_{T_M} = \sigma_{\delta P_e} / k$ où $k = dP_e / dT_M$ est la pente à mi-hauteur d'un pic de l'interféromètre Multi-ondes, N_B est le nombre de périodes de Bloch, $T_B = 1/\nu_B$ est la période de Bloch et $\sigma_{\delta P_e}$ est le bruit de probabilité de transition. La pente à mi-frange est directement proportionnelle au contraste, comme on peut le voir sur la partie gauche de la figure 5.52.

On remarque que l'on se retrouve dans la même situation que pour les interféromètres précédents. Pour augmenter la sensibilité de la mesure, il faut augmenter le nombre de périodes de Bloch N_B . Or cela induit d'augmenter le temps de piégeage et donc de perdre en nombre d'atomes (voir figure 5.53). Par ailleurs un temps d'évolution libre plus long entre les deux impulsions Raman engendre un contraste plus faible sur les franges d'interférences et donc une pente k plus faible (voir partie gauche de la figure 5.52). Aussi sur la partie droite de la figure 5.51, on voit la sensibilité à 1 s sur différentes franges à des temps T_M différents. La sensibilité finale à 1 s reste pour des temps d'évolution libre T_M compris entre 200 et 900 ms est sensiblement indépendante de T_M . De même, afin d'avoir une pente la plus raide possible, il faut avoir le maximum d'ondes à recombinaison et donc une profondeur faible, ce qui limite le nombre d'atomes piégés.

Comme la mesure est limitée par le bruit de détection, et l'interféromètre Multi-ondes insensible aux déplacements lumineux différentiels, on utilise le laser de confinement transverse à une puissance plus élevée de $P_{\text{dipole}} = 4,2$ W afin de piéger plus d'atomes (voir partie droite de la figure 5.52). Cependant utiliser une puissance de confinement transverse plus importante introduit un biais plus important sur la valeur mesurée de la fréquence de Bloch.

On obtient ainsi une sensibilité de $\sigma_{\nu_B} / \nu_B = 1,5 \times 10^{-4}$ à 1 s en relatif, qui s'intègre temporellement jusqu'à $2,6 \times 10^{-5}$ après 550 s de temps d'intégration. Bien qu'ayant certains avantages, on en déduit que cet interféromètre n'est cependant pas compétitif en sensibilité avec les interféromètres Ramsey-Raman et Accordéon.

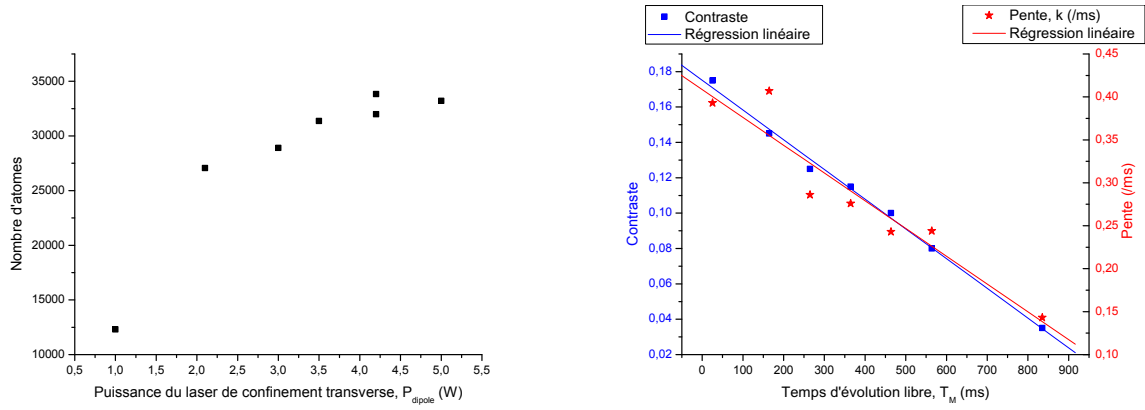


FIG. 5.52 – À gauche : Évolution du nombre d'atomes piégés dans le piège mixte selon la puissance du faisceau de confinement transverse, P_{dipole} . À droite : Contraste C et pente des franges d'interférences k en fonction du temps d'évolution libre T_M .

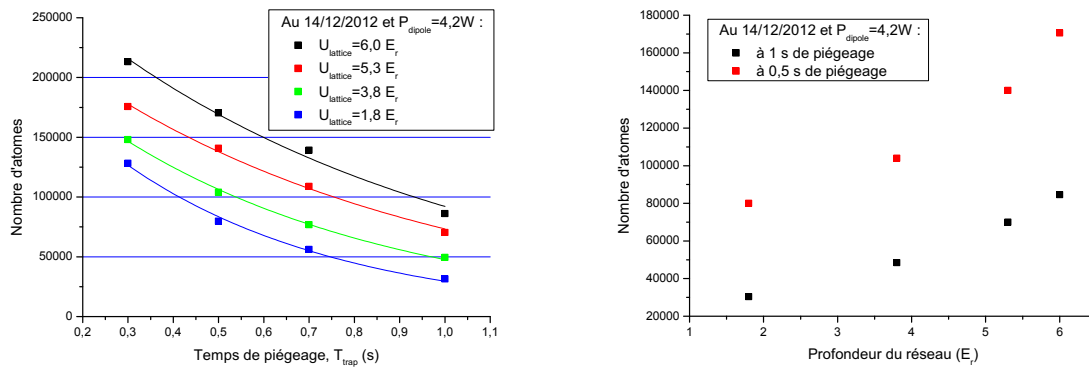


FIG. 5.53 – Nombre d'atomes piégés dans le piège mixte à $P_{\text{dipole}} = 4,2 \text{ W}$. À gauche : en fonction de la durée de piégeage ; à droite : en fonction de la profondeur.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Nous avons présenté dans ce manuscrit le dispositif expérimental du projet ForCa-G, dont l'objectif est la mesure de forces à faible distance. Le travail réalisé durant cette thèse constitue la démonstration de principe de la méthode expérimentale, dont la première étape aura consisté en une mesure de la différence d'énergie potentielle de pesanteur.

Cette expérience est réalisée à partir du piégeage d'atomes refroidis par laser dans un réseau optique vertical à une dimension. Une fois dans le réseau, les atomes sont alors soumis à un potentiel périodique auquel est ajouté un potentiel linéaire dû à la gravité. Les énergies propres de l'Hamiltonien décrivant ce système se présentent sous la forme d'une échelle de niveaux d'énergie discrets localisés dans chacun des puits du réseau optique, appelée échelle de Wannier-Stark. Chaque niveau d'énergie est séparé de celui du puits voisin par l'incrément en énergie potentielle de pesanteur entre ces deux puits, que l'on représente par la fréquence de Bloch.

À l'aide d'impulsions Raman ou micro-onde, des interféromètres atomiques sont réalisés dans le réseau. Pour cela, les fonctions d'onde atomiques sont placées lors d'une première impulsion en superposition d'états entre différents niveaux d'énergie situés soit dans le même puits, soit dans des puits adjacents. Après une période d'évolution libre où la phase des paquets d'onde évolue indépendamment, une dernière impulsion permet de recombiner les paquets d'onde. On obtient alors un déphasage dépendant de la différence de potentiel entre les différents états impliqués dans l'interféromètre. Ce qui permet de réaliser soit une mesure d'horloge sur les états internes des atomes dans le réseau (traduite par la fréquence hyperfine ν_{HFS}), soit une mesure de la différence d'énergie potentielle entre différents puits (traduite par la fréquence de Bloch ν_{B}).

Nous nous sommes attachés dans un premier temps à décrire théoriquement le système étudié, ainsi que les différents interféromètres étudiés dans ce manuscrit :

- l’interféromètre de Ramsey micro-onde, uniquement sensible à la fréquence d’horloge de la transition hyperfine du niveau fondamental du ^{87}Rb ;
- l’interféromètre de Ramsey-Raman, qui est une version de l’interféromètre précédent sensible à la fréquence de Bloch et à la fréquence hyperfine ;
- l’interféromètre Accordéon, qui est une version symétrisé de l’interféromètre de Ramsey-Raman, principalement sensible à la fréquence de Bloch et quasiment insensible à la fréquence hyperfine ;
- et enfin l’interféromètre Multi-ondes, totalement insensible à la fréquence hyperfine et dont la mesure de la fréquence de Bloch est résolue dans le domaine temporel.

De plus, les fonctions de sensibilité de ces différents interféromètres ainsi que les principaux effets perturbateurs attendus ont été développés.

Puis nous avons décrit le dispositif expérimental composé du réseau vertical réalisant le confinement longitudinal ainsi que du piège dipolaire de confinement transverse. De plus, l’agencement des faisceaux Raman ainsi que des différentes fonctions de génération d’atomes froids, de préparation de l’état atomique initial et de détection a été détaillé. Ensuite nous nous sommes intéressés à la description des lasers employés dans cette expérience comprenant : le laser du réseau, désaccordé dans le bleu de la transition atomique, le laser de confinement transverse, désaccordé dans le rouge de la transition atomique, les lasers de repompeur et de refroidisseur nécessaires à la production d’atomes froids et aux différentes fonctions de préparation et de détection, ainsi que les lasers Raman permettant le couplage entre les différents puits du réseau.

Enfin, nous nous sommes intéressés aux différents résultats obtenus durant cette thèse. Une première partie de caractérisation de notre système ainsi que de nos faisceaux Raman d’interrogation a été détaillée. Celle-ci a été suivie par la description des mesures spectroscopiques réalisées dans notre système, puis des différents résultats obtenus lors de différentes mesures interférométriques de la fréquence de Bloch. Nous avons alors insisté plus particulièrement sur la caractérisation de la sensibilité à la fréquence de Bloch obtenue par chacun des interféromètres, ainsi que les effets systématiques associés.

6.1 Sensibilité d'un interféromètre piégé

Nous allons à présent récapituler les sensibilités obtenues à l'aide de ces différents interféromètres piégés.

Dans un premier temps, nous allons comparer les stabilités relatives court-terme de notre mesure d'horloge avec l'état de l'art des horloges piégées :

- $\sigma_{\delta\nu}/\nu_{\text{HFS}} = 9,6 \times 10^{-13}$ à 4,4 s, qui ne se moyenne pas avec la répétition des mesures, pour un interféromètre Ramsey micro-onde de $T_{\text{Ramsey}} = 1476$ ms ;
- $\sigma_{\delta\nu}/\nu_{\text{HFS}} = 5,8 \times 10^{-13}$ à 1 s, pour un premier coup à 20 s et dont l'intégration temporelle se moyenne comme du bruit blanc, avec une horloge atomique piégée sur puce [Dugrain, 2012].

Par ailleurs, les différentes mesures de la fréquence de Bloch présentées dans ce manuscrit atteignent une sensibilité relative de :

- $\sigma_{\delta\nu}/(3\nu_{\text{B}}) = 2,5 \times 10^{-5}$ à 1 s, qui s'intègre jusqu'à $\sigma_{\delta\nu}/(3\nu_{\text{B}}) = 1,25 \times 10^{-6}$ en 400 s, pour une première mesure spectroscopique avec une impulsion Raman d'environ 1,5 s ;
- $\sigma_{\delta\nu}/(7\nu_{\text{B}}) = 2,1 \times 10^{-5}$ à 1 s, qui s'intègre jusqu'à $\sigma_{\delta\nu}/(7\nu_{\text{B}}) = 6,0 \times 10^{-7}$ en 1 200 s, avec un interféromètre Ramsey-Raman de $T_{\text{Ramsey}} = 850$ ms ;
- $\sigma_{\delta\nu}/(3\nu_{\text{B}}) = 9,0 \times 10^{-6}$ à 1 s, qui s'intègre jusqu'à $\sigma_{\delta\nu}/(6\nu_{\text{B}}) = 1,9 \times 10^{-7}$ en 2 800 s, avec des interféromètres Accordéon de $4T = 700$ ms et de $4T = 530$ ms ;
- $\sigma_{\nu_{\text{B}}}/\nu_{\text{B}} = 1,5 \times 10^{-4}$ à 1 s, qui s'intègre jusqu'à $2,6 \times 10^{-5}$ après 550 s, avec un interféromètre Multi-ondes de $T_{\text{M}} = 269,4$ ms.

La fréquence de Bloch étant directement proportionnelle à l'accélération de la pesanteur g dans cette version de l'expérience, ces mesures sont à mettre en perspective avec les mesures réalisées par d'autres gravimètres atomiques piégés ou semi-piégés :

- $\delta g/g = 9,0 \times 10^{-6}$ à 1 s, qui s'intègre jusqu'à $\delta g/g = 1 \times 10^{-7}$ en 3 600 s, avec une mesure de la fréquence de Bloch dans un réseau vertical modulé en amplitude [Poli *et al.* , 2011] ;
- $\delta g/g = 3,4 \times 10^{-6}$ à 1 s, qui s'intègre jusqu'à $\delta g/g = 2,0 \times 10^{-7}$ en 300 s, avec un interféromètre de Ramsey-Bordé en fontaine dont les différents paquets d'onde sont piégés dans un réseau de Bloch stationnaire pour augmenter le temps d'interaction [Charrière *et al.* , 2012].

En outre, un biais important de $1,8 \times 10^{-5}$ provenant du gradient d'intensité du laser de confinement transverse a été identifié sur les mesures de la fréquence de Bloch.

6.2 Sensibilité extrapolée sur Casimir-Polder et déviation à la loi de Newton

Dans le cadre des mesures à faible distance, on peut extrapoler la sensibilité des mesures réalisées avec l'interféromètre Accordéon à la sensibilité attendue sur la mesure de Casimir-Polder. Ainsi à une distance de $5 \mu\text{m}$ entre une surface parfaitement réfléchissante et les atomes, la sensibilité actuelle permettrait d'atteindre une incertitude statistique sur la mesure du potentiel de Casimir-Polder de l'ordre de 1% pour un temps d'intégration de 30 s. Cependant une poursuite de l'effort théorique est importante, particulièrement avec la collaboration d'Astrid Lambrecht, pour affiner la modélisation de la force de Casimir-Polder effective dans le cas d'un miroir diélectrique ayant un revêtement de surface clairement défini.

En ce qui concerne la recherche de déviations à la loi de Newton, l'amélioration attendue en terme de contraintes sur les paramètres $\alpha - \lambda$ a été déterminé par l'équipe théorique du projet ForCa-G et tracé sur la figure 1.5 [Péligon, 2012] pour différentes configurations de mesures. Ces prédictions des tests réalisés par l'expérience ont été calculées pour une sensibilité expérimentale de 10^{-4} Hz sur la mesure de la fréquence de Bloch. Or la résolution en fréquence obtenue avec la mesure de l'Accordéon est de 0,11 mHz après 2 800 s d'intégration. Ainsi ces prédictions pourront être atteintes si l'on considère une incertitude expérimentale non dégradée à proximité de la surface ainsi qu'une modélisation de la force de Casimir-Polder effective avec une incertitude de l'ordre de 1%.

6.3 Améliorations prévues : stabilité du dispositif et condensation de Bose-Einstein

Les objectifs à long terme de l'expérience résident en l'obtention d'incertitudes expérimentales les plus faibles possibles afin de mieux contraindre les incertitudes sur la modélisation du potentiel de Casimir-Polder ainsi que celles sur la recherche d'une modification de la gravitation

à faible distance. Aussi différentes améliorations du dispositif expérimental sont prévues et en cours de réalisation.

Nous avons déterminé dans ce manuscrit les limitations auxquelles les différents interféromètres sont soumis lors de la mesure de la fréquence de Bloch. Celles-ci sont principalement engendrées par le bruit de détection ainsi que par les inhomogénéités et les fluctuations de déplacements lumineux différentiels des Raman. De plus, un effet systématique important est induit par le gradient d'intensité du laser de confinement transverse.

Les améliorations envisagées du dispositif expérimental s'inscrivent donc selon deux axes :

- augmenter le nombre d'atomes piégés dans le réseau,
- et améliorer la stabilité des mesures interférométriques.

Améliorations naturelles :

L'augmentation du nombre d'atomes piégés est potentiellement rendue possible du fait de l'utilisation d'une enceinte à vide principale ayant un vide dégradé, de l'utilisation d'un PMO-2D au flux diminuant avec l'augmentation de dépôts macroscopiques sur les hublots, ainsi que par le choix contraint d'un PMO-3D à cinq faisceaux. C'est pourquoi la nouvelle configuration de l'expérience prévoit l'installation d'une nouvelle enceinte à vide dont le PMO-3D aura six accès optiques et un nouveau PMO-2D. En outre, celle-ci est prévue pour pouvoir s'ajuster à une seconde enceinte à vide à l'intérieur de laquelle sera situé le miroir définissant la surface d'intérêt.

Bien que non clairement identifiées matériellement, les fluctuations de déplacements lumineux différentiels peuvent être principalement induites par :

- des inhomogénéités transverses d'intensité des lasers Raman au niveau des atomes ;
- une réflexion parasite des lasers Raman sur le miroir dichroïque de rétro-réflexion du réseau (de l'ordre de 2,3%), introduisant une modulation verticale de l'intensité des Raman ;
- les fluctuations de pointé des lasers de piégeage (estimées à 200 μm au niveau des atomes).

On cherche alors à stabiliser le dispositif expérimental tout entier. Pour cela le banc optique d'une épaisseur de 12,7 mm sur lequel reposait l'enceinte à vide et les optiques du laser générant le réseau a été remplacé par un banc optique épais à nid d'abeilles soutenu par des plateformes d'isolations passives Minus-K. Ceci devrait permettre de s'affranchir des modes de vibrations dans le plan du banc optique et d'améliorer le bruit de pointé de l'onde stationnaire, tout en permettant de diminuer le bruit de vibration entre les deux miroirs de rétro-réflexion des lasers Raman et du réseau (dont l'influence est estimée dans la thèse de [Tackmann, 2013]).

Le miroir dichroïque de rétro-réflexion de l'onde stationnaire sera remplacé par un miroir plus performant, ayant une plus faible réflectivité à 780 nm.

Des accès optiques plus grands au travers de l'enceinte à vide pour les faisceaux Raman ainsi que des miroirs d'un plus grand diamètre ont été employés pour s'assurer de l'absence d'une troncature des faisceaux Raman lors de leur propagation jusqu'aux atomes, et ainsi diminuer la probabilité d'obtenir des interférences, même de faible contraste, sur le profil Gaussien des faisceaux Raman.

Améliorations potentielles :

Une autre possibilité envisagée réside dans l'utilisation d'un condensat de Bose-Einstein, ou tout du moins d'un nuage thermique plus dense et davantage refroidi.

D'une part, le chargement du piège mixte se fait principalement par sélection géométrique dans le PMO-3D. Aussi on peut envisager un piégeage d'un plus grand nombre d'atomes par l'augmentation de la densité du nuage atomique avant le chargement.

D'autre part, la distribution spatiale de ce nuage est définie par la géométrie du piège réalisant le refroidissement évaporatif. Il est donc possible d'obtenir un réseau chargé sur une longueur moins grande de l'onde stationnaire, typiquement de l'ordre de la centaine, voire la dizaine de micromètres, en comparaison avec la distribution verticale actuelle de 1,5 mm. Cela permettrait alors d'éviter les moyennes induites par cette large distribution tels que sur l'effet du gradient d'intensité du laser de confinement transverse ou encore sur les inhomogénéités longitudinales de déplacements lumineux différentiels des lasers Raman.

De plus, l'obtention d'une température atomique plus faible permettrait un meilleur confinement des atomes dans le piège mixte. Cela se traduirait tout d'abord par un temps de vie des atomes dans le piège plus long et donc la possibilité de temps d'interrogation améliorés, ce qui apporterait à la fois une meilleure résolution spectrale et une sensibilité à l'effet Dicke des horloges atomiques plus faible ; mais aussi la possibilité d'utiliser des réseaux de plus faible profondeur permettant d'atteindre des transitions Δm plus éloignées. Enfin avec une distribution d'atomes plus froids, le chargement du piège mixte permettrait d'obtenir une distribution de densité atomique dans le potentiel de piégeage transverse plus centrée sur le fond du piège. Ce qui contribuerait à la diminution des moyennes associées à cette distribution sur les effets du gradient d'intensité du laser de confinement transverse ou encore sur les inhomogénéités transverses de déplacements lumineux différentiels des lasers Raman.

Annexe A

Grandeurs physiques de l'atome de ^{87}Rb

A.1 Grandeurs physiques utiles

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Célérité de la lumière	c	$2,997\,924\,58 \times 10^8$ (exact)	m/s
Perméabilité du vide	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$ (exact)	N/A ²
Permittivité du vide	ϵ_0	$\mu_0 c^2$ (exact)	F/m
Constante de Planck	h	$6,626\,068\,96(33) \times 10^{-34}$	J.s
Charge élémentaire	e	$1,602\,176\,487(40) \times 10^{-19}$	C
Magnéton de Bohr	μ_B	$9,274\,009\,15(23) \times 10^{-24}$	J/T
Unité de masse atomique	u	$1,660\,538\,782(83) \times 10^{-27}$	kg
Masse de l'électron	m_e	$9,109\,382\,15(45) \times 10^{-31}$	kg
Constante de Boltzmann	k_B	$1,380\,650\,4(24) \times 10^{-23}$	J/K

TAB. A.1 – Constantes fondamentales [Steck, 2010]

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Numéro atomique		37	
Masse atomique	m_{Rb}	86,909 180 520(15) u	kg
	m_{Rb}	$1,443\,160\,60(11) \times 10^{-25}$	kg
Spin nucléaire	I	3/2	
Longueur d'onde (raie D2)	λ_{D2}	780,241 209 686(13)	nm
Fréquence (raie D2)	ν_{D2}	384,230 484 468 5(62)	THz
Largeur (raie D2)	Γ_{D2}	$2\pi \times 6,0666(18)$	MHz
Intensité de saturation (raie D2)	I_{satD2}	16,693 3(35)	W.m^{-2}
Longueur d'onde (raie D1)	λ_{D1}	794,978 851 156(23)	nm
Fréquence (raie D1)	ν_{D1}	377,107 463 380(11)	THz
Largeur (raie D1)	Γ_{D1}	$2\pi \times 5,7500(56)$	MHz
Intensité de saturation (raie D1)	I_{satD1}	14,958 4(32)	W.m^{-2}
Écart hyperfin $ 5s^2S_{1/2}\rangle$	ω_{HFS}	6,834 682 610 904 29(9)	GHz
Vitesse de recul	v_{rec}	5,9	mm.s^{-1}
Effet Zeeman linéaire $ 5s^2S_{1/2}, F=1\rangle$	$\delta\omega/B$	-0,7	MHz.G^{-1}
Effet Zeeman linéaire $ 5s^2S_{1/2}, F=2\rangle$	$\delta\omega/B$	0,7	MHz.G^{-1}
Effet Zeeman quadratique	$\delta\omega_{\text{HFS}}/B^2$	575,15	Hz.G^{-2}
Moment dipolaire électrique $\langle J=1/2 \mathbf{D.E} J'=3/2\rangle$	D	$3,584(4) \times 10^{-29}$	C.m
Facteur de Landé de spin	g_{S}	2,002 319 304 362 2(15)	
Facteur de Landé orbital	g_{L}	0,999 993 69	
Facteur de Landé de la structure fine	$g_{\text{J}}(5^2S_{1/2})$	2,002 331 13(20)	
	$g_{\text{J}}(5^2P_{1/2})$	0,666	
	$g_{\text{J}}(5^2P_{3/2})$	1,3362(13)	
Facteur de Landé nucléaire	g_{I}	-0,000 995 141 4(10)	
Facteur de Landé	$g_{\text{F}}(F=1)$	-1/2	
de la strucutre hyperfine	$g_{\text{F}}(F=2)$	1/2	

TAB. A.2 – Grandeurs physiques relatives à l'atome de ^{87}Rb [Steck, 2010]

A.2 Transitions utilisées

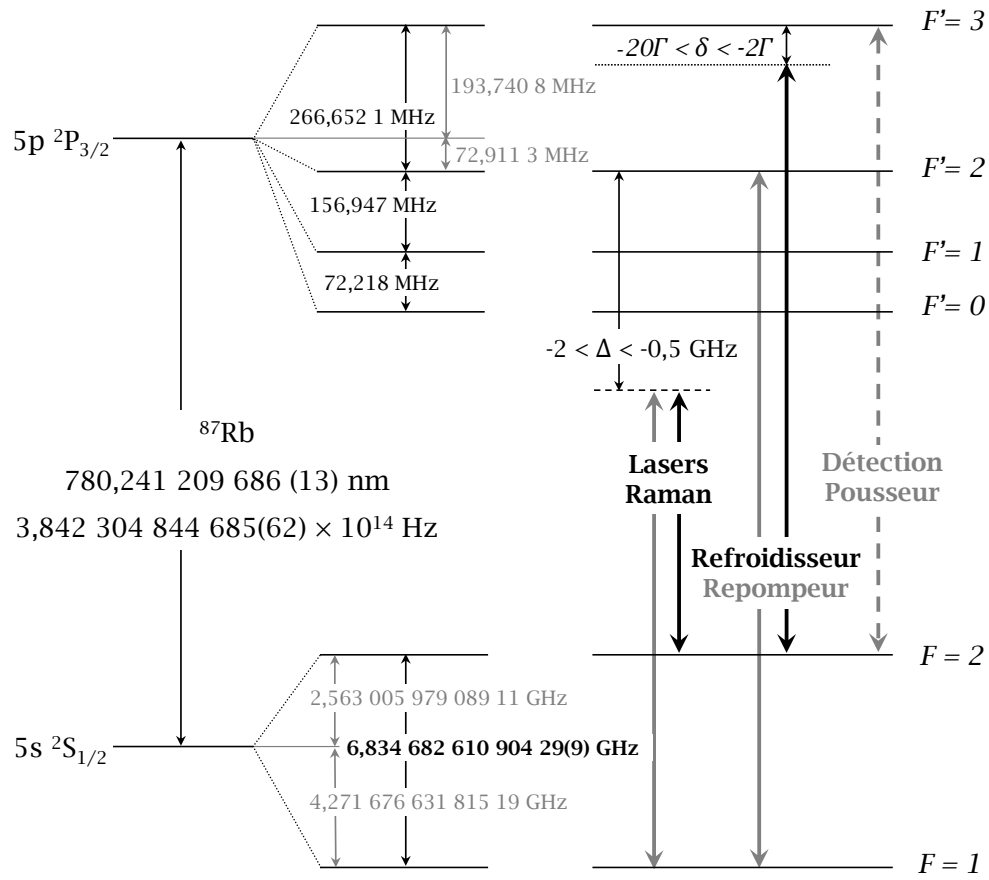


FIG. A.1 – Diagramme énergétique de la raie D2 du ^{87}Rb et transitions optiques principales utilisées dans Forca-G.

A.3 Coefficients de Clebsch-Gordon des raies D1 et D2

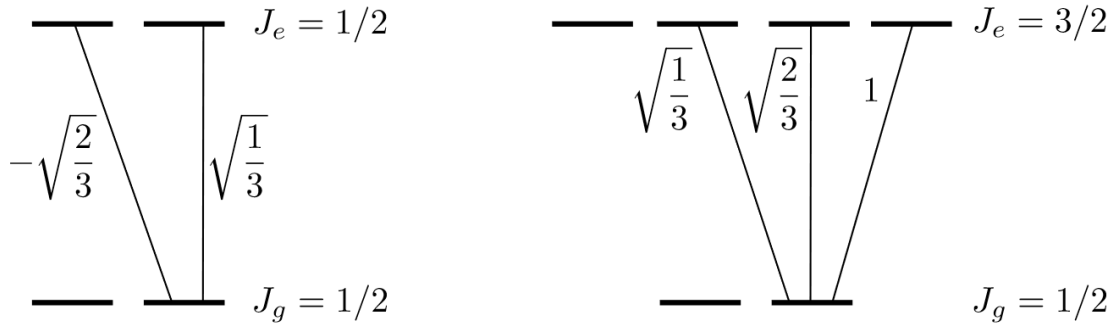


FIG. A.2 – Coefficients de Clebsch-Gordan des raies D1 et D2 du ^{87}Rb , à partir du niveau fondamental $m_j = +1/2$, $\langle J_g = +1/2, m_{J_g} | J_e, +1/2, m_{J_e}, q \rangle$. Le spin du noyau est supposé nul (figure provenant de [Dalibard, 2013]).

A.4 Forces de raie de la structure hyperfine

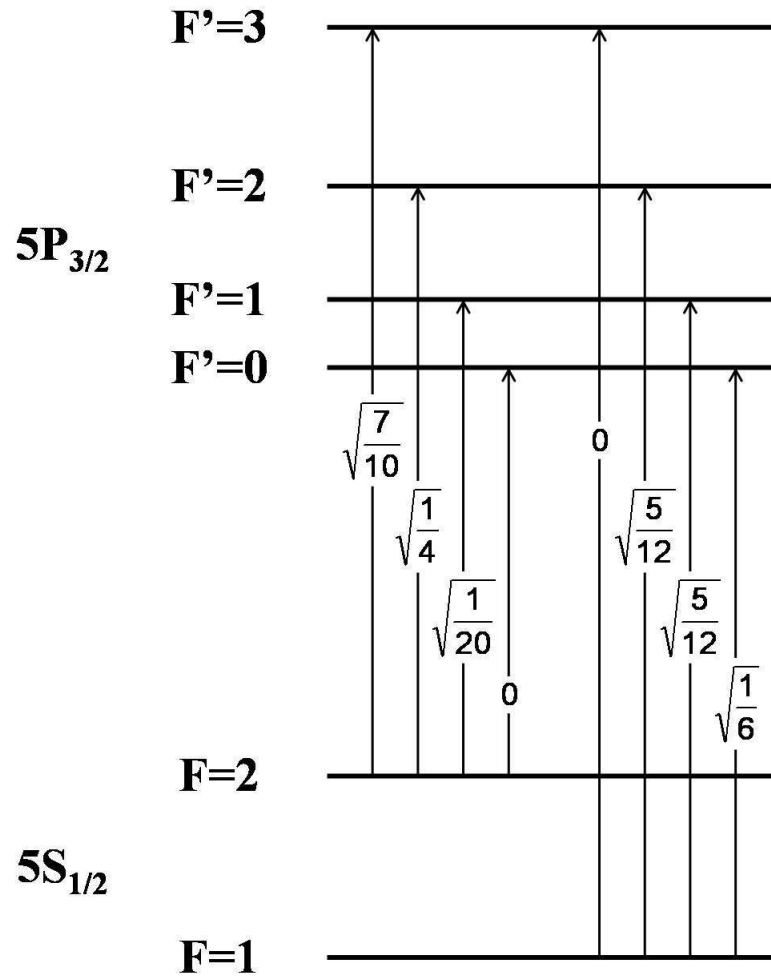


FIG. A.3 – Coefficients de force de raie entre les niveaux $|5s \ ^2S_{1/2}\rangle$ et $|5p \ ^2P_{3/2}\rangle$ du ^{87}Rb (figure provenant de [Cheinet, 2006]).

A.5 Coefficients de Clebsch-Gordon des sous-niveaux Zeeman

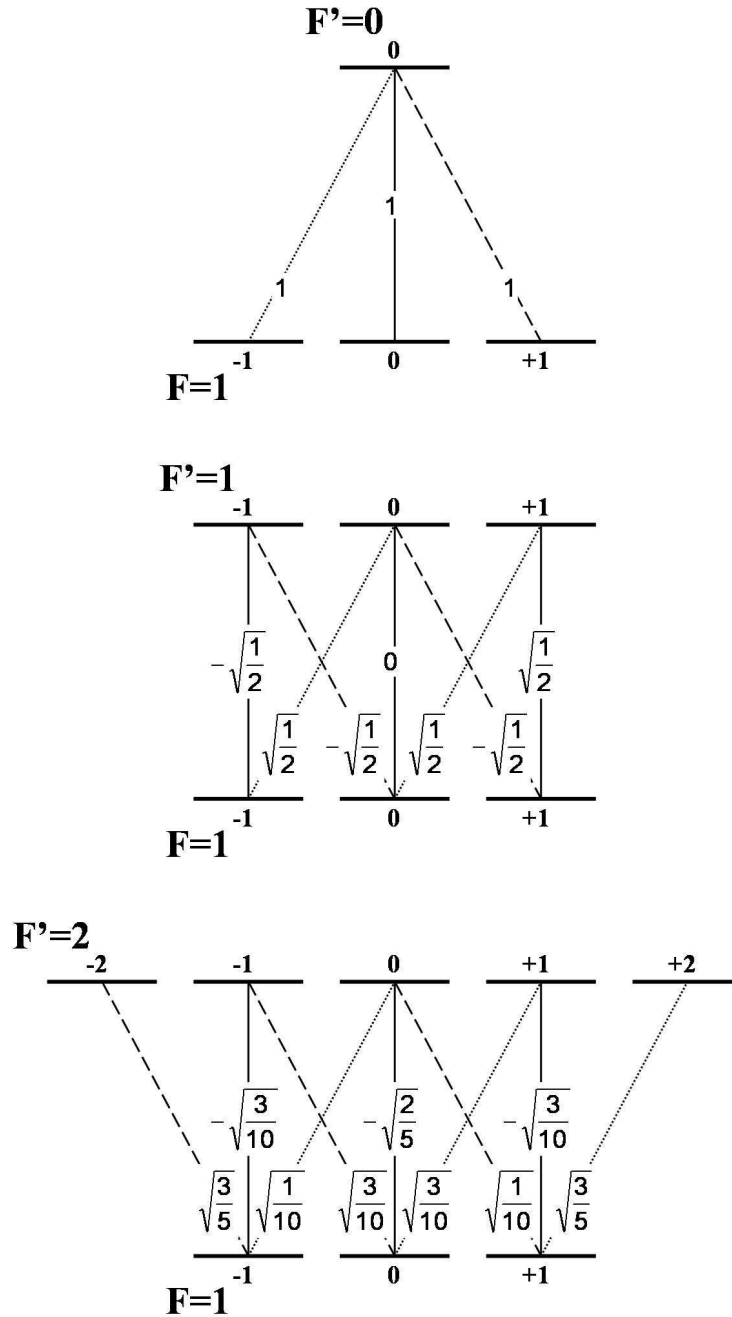
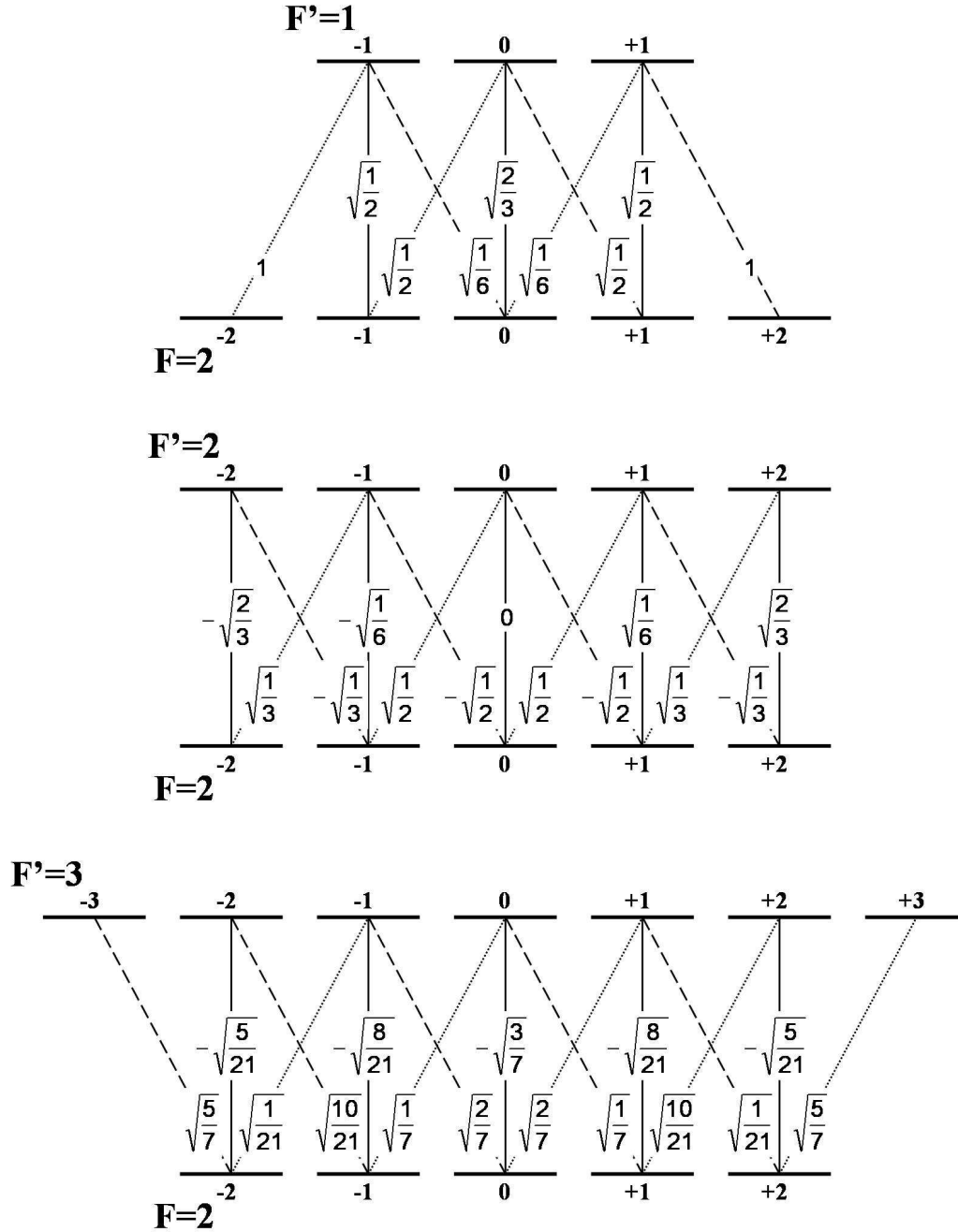


FIG. A.4 – Coefficients de Clebsch-Gordan $\langle F = 1, m_F | F', 1, m_{F'}, q \rangle$ (figure provenant de [Cheinet, 2006]).

FIG. A.5 – Coefficients de Clebsch-Gordan $\langle F = 2, m_F | F', 1, m_{F'}, q \rangle$ (figure provenant de [Cheinet, 2006]).

Annexe B

Écart-type d'Allan

La caractérisation d'un appareil de mesure passe par la connaissance de sa stabilité, et donc de la variance des mesures réalisées. Or, la variance vraie est une limite portant sur un nombre infini de mesures. On ne peut donc pas la mesurer directement. D'autre part, elle n'est pas calculable pour tous les types de bruits, notamment lorsque ceux-ci ont une densité spectrale s'exprimant par :

$$S_b(f) = h_\alpha f^\alpha \text{ où } \alpha \leq 1 \quad (\text{B.1})$$

On a alors recours à la variance d'Allan $\sigma_g^2(\tau)$, ou variance à deux échantillons, des fluctuations de mesures de fréquence ou de gravité g :

$$\sigma_g^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\bar{g}_{k+1} - \bar{g}_k)^2 \rangle = \frac{1}{2} \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\bar{g}_{k+1} - \bar{g}_k)^2 \right\} \quad (\text{B.2})$$

où \bar{g}_k est la moyenne de g sur l'intervalle $[t_k, t_{k+1}]$ de durée τ . Le fonctionnement de la variance d'Allan est le même lorsqu'il s'agit de fluctuations de fréquence ν telles que montrées dans ce manuscrit.

Outre le fait qu'elle existe mathématiquement pour tout type de bruit, la variance d'Allan est un outil utile en métrologie. En échelle logarithmique, elle est linéaire par morceaux. La pente de chaque morceau est caractéristique d'un type de bruit, ce qui permet de déterminer le bruit dominant. Par exemple, un bruit blanc est représenté par une pente en $\tau^{-1/2}$ et un bruit de scintillation par une pente en τ^0 .

La variance d'Allan donne accès à la stabilité de la mesure pour chaque temps d'intégration. Dans ce manuscrit, on utilise ainsi l'écart-type d'Allan qui est la racine carrée de la variance

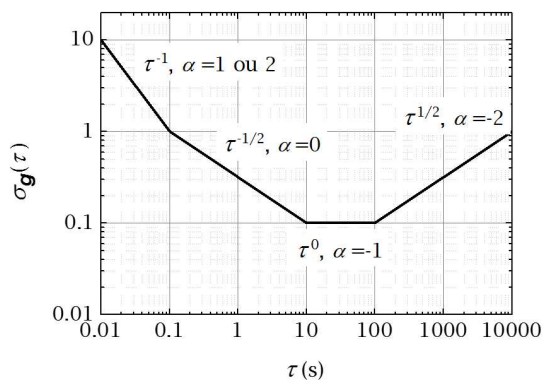


FIG. B.1 – Variations de la pente de l'écart-type d'Allan en fonction du type de bruit (figure provenant de [Merlet, 2010]).

d'Allan. Cet écart-type d'Allan peut être interprété comme étant l'incertitude de la mesure pour une intégration temporelle de durée τ .

Dans notre expérience, on définit le rapport signal à bruit de la mesure comme le rapport entre la pente de la probabilité de transition mesurée à flanc de frange et l'écart-type du bruit des mesures :

$$SNR = \frac{P}{\sigma_P} = \frac{C}{C\sigma_{\delta\Phi}} = \frac{1}{\sigma_{\delta\Phi}} \quad (\text{B.3})$$

avec C le contraste des franges d'interférences tel que $P = \frac{1}{2}(1 - C \cos(\Delta\Phi))$.

Annexe C

Articles

Cette annexe regroupe les différents articles parus sur l'expérience Forca-G durant ces trois années de thèse :

- *Atomic multiwave interferometer in an optical lattice*
M. K. Zhou, B. Pelle, A. Hilico, and F. Pereira dos Santos, Phys. Rev. A **88**, 013604 (2013) ;
- *State labelling Wannier-Stark atomic interferometers*
B. Pelle, A. Hilico, G. Tackmann, Q. Beaufils, F. Pereira dos Santos, Phys. Rev. A **87**, 023601 (2013) ;
- *Raman-laser spectroscopy of Wannier-Stark states*
G. Tackmann, B. Pelle, A. Hilico, Q. Beaufils, and F. Pereira dos Santos, Phys. Rev. A **84**, 063422 (2011) ;
- *Laser Controlled Tunneling in a Vertical Optical Lattice*
Q. Beaufils, G. Tackmann, X. Wang, B. Pelle, S. Péliisson, P. Wolf, and F. Pereira dos Santos, Phys. Rev. Lett. **106**, 213002 (2011) ;
- *Forca-G: A trapped atom interferometer for the measurement of short range forces*
B. Pelle, G. Tackmann, Q. Beaufils, X. Wang, A. Hilico, S. Péliisson, R. Messina, M.-C. Angonin, P. Wolf, and F. Pereira dos Santos, Proc. of the XLVIth Rencontres de Moriond and 5th GPhyS Colloquium **1**, 227 (2011).

Bibliographie

- [Alberti *et al.* , 2009] Alberti, A., Ivanov, V.V., Tino, G.M., & Ferrari, G. 2009. Engineering the quantum transport of atomic wavefunctions over macroscopic distances. *Nature Physics*, **5**(8), 547–550.
- [Allan, 1966] Allan, D.W. 1966. Statistics of atomic frequency standards. *Proceedings of the IEEE*, **54**(2), 221–230.
- [Altin *et al.* , 2013] Altin, P. A., Johnsson, M. T., Negnevitsky, V., Dennis, G. R., Anderson, R. P., Debs, J. E., Szigeti, S. S., Hardman, K. S., Bennetts, S., McDonald, G. D., Turner, L. D., Close, J. D., & Robins, N. P. 2013. Precision atomic gravimeter based on Bragg diffraction. *New Journal of Physics*, **15**(2), 023009.
- [Antezza *et al.* , 2004] Antezza, M., Pitaevskii, L. P., & Stringari, S. 2004. Effect of the Casimir-Polder force on the collective oscillations of a trapped Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. A*, **70**(Nov), 053619.
- [Arimondo *et al.* , 2012] Arimondo, Ennio, Ciampini, Donatella, Eckardt, André, Holthaus, Martin, & Morsch, Oliver. 2012. Chapter 10 - KiloHertz-Driven Bose-Einstein Condensates in Optical Lattices. *Pages 515 – 547 of: Paul Berman, Ennio Arimondo, & Lin, Chun (eds), Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics. Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, vol. 61. Academic Press.
- [Arndt *et al.* , 2001] Arndt, M., Nairz, O., Petschinka, J., & Zeilinger, A. 2001. High contrast interference with C_{60} and C_{70} . *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series {IV} - Physics*, **2**(4), 581 – 585.
- [Ashcroft & Mermin, 1976] Ashcroft, N. W., & Mermin, N. D. 1976. *Solid State Physics (Holt)*. Rinehart and Winston, New York.

- [Baillard *et al.* , 2006] Baillard, X., Gauguier, A., Bize, S., Lemonde, P., Laurent, Ph., Clairon, A., & Rosenbusch, P. 2006. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, **266**(2), 609 – 613.
- [Balland, 2007] Balland, B. 2007. *Optique géométrique : Imagerie et instruments*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes.
- [Baumgärtner *et al.* , 2010] Baumgärtner, F., Sewell, R. J., Eriksson, S., Llorente-Garcia, I., Dingjan, J., Cotter, J. P., & Hinds, E. A. 2010. Measuring Energy Differences by BEC Interferometry on a Chip. *Phys. Rev. Lett.*, **105**(Dec), 243003.
- [Beaufils, 2009] Beaufils, Q. 2009. *Condensation de Bose-Einstein du Chrome et étude de collisions inélastiques dues aux interactions dipolaires*. Ph.D. thesis, Université Paris-Nord (Paris 13), Institut Galilée.
- [Beaufils *et al.* , 2011] Beaufils, Q., Tackmann, G., Wang, X., Pelle, B., Péliçon, S., Wolf, P., & Pereira dos Santos, F. 2011. Laser Controlled Tunneling in a Vertical Optical Lattice. *Phys. Rev. Lett.*, **106**(21), 213002.
- [Ben Dahan *et al.* , 1996] Ben Dahan, M., Peik, E., Reichel, J., Castin, Y., & Salomon, C. 1996. Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential. *Phys. Rev. Lett.*, **76**(24), 4508–4511.
- [Bize *et al.* , 2005] Bize, S., Laurent, Ph., Abgrall, M., Marion, H., Maksimovic, I., Cacciapuoti, L., Grünert, J., Vian, C., Pereira dos Santos, F., Rosenbusch, P., Lemonde, P., Santarelli, G., Wolf, P., Clairon, A., Luiten, A., Tobar, M., & Salomon, C. 2005. Cold atom clocks and applications. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **38**(9), S449.
- [Bloch, 1929] Bloch, F. 1929. Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern. *Zeitschrift für Physik*, **52**(July), 555–600.
- [Bloch, 2005] Bloch, I. 2005. Ultracold quantum gases in optical lattices. *Nature Physics*, **1**(1), 23–30.
- [Bloch, 2008] Bloch, I. 2008. Quantum coherence and entanglement with ultracold atoms in optical lattices. *Nature*, **453**(7198), 1016–1022.
- [Böhi *et al.* , 2009] Böhi, P., Riedel, M. F., Hoffrogge, J., Reichel, J., Hänsch, T. W., & Treutlein, Ph. 2009. Coherent manipulation of Bose-Einstein condensates with state-dependent microwave potentials on an atom chip. *Nature Physics*, **5**, 592 – 597.
- [Bordé, 1989] Bordé, Ch.J. 1989. Atomic interferometry with internal state labelling. *Physics Letters A*, **140**(1 - 2), 10 – 12.

- [Bouchendira *et al.* , 2011] Bouchendira, R., Cladé, P., Guellati-Khélifa, S., Nez, F., & Biraben, F. 2011. New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics. *Phys. Rev. Lett.*, **106**(Feb), 080801.
- [Cadoret *et al.* , 2008] Cadoret, M., de Mirandes, E., Cladé, P., Guellati-Khélifa, S., Schwob, C., Nez, F., Julien, L., & Biraben, F. 2008. Combination of Bloch Oscillations with a Ramsey-Bordé Interferometer: New Determination of the Fine Structure Constant. *Phys. Rev. Lett.*, **101**(Dec), 230801.
- [Cahn *et al.* , 1997] Cahn, S. B., Kumarakrishnan, A., Shim, U., Sleator, T., Berman, P. R., & Dubetsky, B. 1997. Time-Domain de Broglie Wave Interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, **79**(5), 784–787.
- [Canuel *et al.* , 2006] Canuel, B., Leduc, F., Holleville, D., Gauguier, A., Fils, J., Virdis, A., Clairon, A., Dimarcq, N., Bordé, Ch. J., Landragin, A., & Bouyer, P. 2006. Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, **97**(Jul), 010402.
- [Carnal & Mlynek, 1991] Carnal, O., & Mlynek, J. 1991. Young’s double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, **66**(21), 2689–2692.
- [Casimir & Polder, 1948] Casimir, H. B. G., & Polder, D. 1948. The Influence of Retardation on the London-van der Waals Forces. *Phys. Rev.*, **73**(Feb), 360–372.
- [Casimir, 1948] Casimir, H.B.G. 1948. On the Attraction Between Two Perfectly Conducting Plates. *Indag.Math.*, **10**, 261–263.
- [Chambon *et al.* , 2007] Chambon, D., Lours, M., Chapelet, F., Bize, S., Tobar, M.E., Clairon, A., & Santarelli, G. 2007. Design and metrological features of microwave synthesizers for atomic fountain frequency standard. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, **54**(4), 729–735.
- [Chapman *et al.* , 1995] Chapman, M. S., Ekstrom, C. R., Hammond, T. D., Rubenstein, R. A., Schmiedmayer, J., *et al.* . 1995. Optics and Interferometry with Na-2 Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 4783–4786.
- [Charrière *et al.* , 2012] Charrière, R., Cadoret, M., Zahzam, N., Bidet, Y., & Bresson, A. 2012. Local gravity measurement with the combination of atom interferometry and Bloch oscillations. *Phys. Rev. A*, **85**(Jan), 013639.
- [Cheinet, 2006] Cheinet, P. 2006. *Conception et réalisation d’un gravimètre à atomes froids*. Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6).

- [Cheinet *et al.* , 2008] Cheinet, P., Canuel, B., Pereira dos Santos, F., Gauguier, A., Yver-Leduc, F., & Landragin, A. 2008. Measurement of the Sensitivity Function in a Time-Domain Atomic Interferometer. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, **57**(6), 1141–1148.
- [Chiu *et al.* , 2011] Chiu, S.-W., Kovachy, T., Chien, H.-C., & Kasevich, M. A. 2011. $102\hbar k$ Large Area Atom Interferometers. *Phys. Rev. Lett.*, **107**(Sep), 130403.
- [Cladé *et al.* , 2006] Cladé, P., de Mirandes, E., Cadoret, M., Guellati-Khélifa, S., Schwob, C., Nez, F., Julien, L., & Biraben, F. 2006. Determination of the Fine Structure Constant Based on Bloch Oscillations of Ultracold Atoms in a Vertical Optical Lattice. *Phys. Rev. Lett.*, **96**(Jan), 033001.
- [Cladé *et al.* , 2009] Cladé, P., Guellati-Khélifa, S., Nez, F., & Biraben, F. 2009. Large Momentum Beam Splitter Using Bloch Oscillations. *Phys. Rev. Lett.*, **102**(Jun), 240402.
- [Clairon *et al.* , 1991] Clairon, A., Salomon, C., Guellati, S., & Phillips, W. D. 1991. Ramsey Resonance in a Zacharias Fountain. *EPL (Europhysics Letters)*, **16**(2), 165.
- [Clairon *et al.* , 1995] Clairon, A., Laurent, Ph., Santarelli, G., Ghezali, S., Lea, S.N., & Bouchou, M. 1995. A cesium fountain frequency standard: preliminary results. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, **44**(2), 128–131.
- [Clauser, 1988] Clauser, J. 1988. Ultra-high sensitivity accelerometers and gyroscopes using neutral atom matter-wave interferometry. *Physica B*, **151**, 262.
- [Clementi *et al.* , 1967] Clementi, E., Raimondi, D. L., & Reinhardt, W. P. 1967. Atomic Screening Constants from SCF Functions. II. Atoms with 37 to 86 Electrons. *The Journal of Chemical Physics*, **47**(4), 1300–1307.
- [Coy *et al.* , 2003] Coy, J., Fischbach, E., Hellings, R., Talmadge, C., & Standish, E. M. 2003. *private communication*.
- [Creffield *et al.* , 2010] Creffield, C. E., Sols, F., Ciampini, D., Morsch, O., & Arimondo, E. 2010. Expansion of matter waves in static and driven periodic potentials. *Phys. Rev. A*, **82**(Sep), 035601.
- [Cristiani *et al.* , 2002] Cristiani, M., Morsch, O., Müller, J. H., Ciampini, D., & Arimondo, E. 2002. Experimental properties of Bose-Einstein condensates in one-dimensional optical lattices: Bloch oscillations, Landau-Zener tunneling, and mean-field effects. *Phys. Rev. A*, **65**(Jun), 063612.

- [Cronin *et al.* , 2009] Cronin, A. D., Schmiedmayer, J., & Pritchard, D. E. 2009. Optics and interferometry with atoms and molecules. *Rev. Mod. Phys.*, **81**(3), 1051–1129.
- [Dalibard, 2013] Dalibard, J. 2013. *Atomes et rayonnement*. Cours au Collège de France.
- [Dalibard *et al.* , 2011] Dalibard, J., Gerbier, F., Juzeliūnas, G., & Öhberg, P. 2011. *Colloquium* : Artificial gauge potentials for neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, **83**(Nov), 1523–1543.
- [Davisson & Germer, 1927] Davisson, C., & Germer, H. 1927. The Scattering of Electrons by a Single Crystal of Nickel. *Nature*, **119**, 558–560.
- [de Broglie, 1923] de Broglie, L. 1923. Waves and Quanta. *Nature*, **112**, 540.
- [Dick, 1987] Dick, G. J. 1987. Local Oscillator Induced Instabilities in Trapped Ion Frequency Standards. *Proc. 19th Annu. Precise Time and Time Interval Conf.*, **40**(133).
- [Dieckmann *et al.* , 1998] Dieckmann, K., Spreeuw, R. J. C., Weidemüller, M., & Walraven, J. T. M. 1998. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A*, **58**(5), 3891–3895.
- [Dugrain, 2012] Dugrain, V. 2012. *Metrology with trapped atoms on a chip using non-degenerate and degenerate quantum gases*. Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), École Normale Supérieure.
- [Eckardt *et al.* , 2009] Eckardt, André, Holthaus, Martin, Lignier, Hans, Zenesini, Alessandro, Ciampini, Donatella, Morsch, Oliver, & Arimondo, Ennio. 2009. Exploring dynamic localization with a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. A*, **79**(Jan), 013611.
- [Einstein, 1905] Einstein, A. 1905. Concerning an Heuristic Point of View Toward the Emission and Transformation of Light. *Annalen der Physik*, **17**, 132–148.
- [Fabry & Perot, 1897] Fabry, C., & Perot, A. 1897. Sur les franges des lames minces argentées et leur application à la mesure de petites épaisseurs d’air. *Ann. Chim. Phys.*, **12**, 459.
- [Ferrari *et al.* , 2006] Ferrari, G., Poli, N., Sorrentino, F., & Tino, G. M. 2006. Long-Lived Bloch Oscillations with Bosonic Sr Atoms and Application to Gravity Measurement at the Micrometer Scale. *Phys. Rev. Lett.*, **97**(Aug), 060402.
- [Feynman, 1948] Feynman, R. P. 1948. Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics. *Rev. Mod. Phys.*, **20**(2), 367–387.
- [Garcia *et al.* , 2006] Garcia, O., Deissler, B., Hughes, K. J., Reeves, J. M., & Sackett, C. A. 2006. Bose-Einstein-condensate interferometer with macroscopic arm separation. *Phys. Rev. A*, **74**(Sep), 031601.

- [Gattobigio *et al.* , 2012] Gattobigio, G. L., Couvert, A., Reinaudi, G., Georgeot, B., & Guéry-Odelin, D. 2012. Optically Guided Beam Splitter for Propagating Matter Waves. *Phys. Rev. Lett.*, **109**(Jul), 030403.
- [Gauguet, 2008] Gauguet, A. 2008. *Gyromètre à atomes froids : Étude de la stabilité limite et des effets systématiques liés aux séparatrices lasers*. Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6).
- [Gauguet *et al.* , 2009] Gauguet, A., Canuel, B., Lévêque, T., Chaibi, W., & Landragin, A. 2009. Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer. *Phys. Rev. A*, **80**(Dec), 063604.
- [Gerlich *et al.* , 2011] Gerlich, S., Eibenberger, S., Tomandl, M., Nimmrichter, S., Hornberger, K., Fagan, P. J., Tüxen, J., Mayor, M., & Arndt, M. 2011. Quantum interference of large organic molecules. *Nature Communication*, **2**, 263.
- [Giltner *et al.* , 1995] Giltner, D. M., McGowan, R. W., & Lee, S. A. 1995. Atom Interferometer Based on Bragg Scattering from Standing Light Waves. *Phys. Rev. Lett.*, **75**(14), 2638–2641.
- [Grimm *et al.* , 2000] Grimm, R., Weidemüller, M., & Ovchinnikov, Y. B. 2000. Optical Dipole Traps for Neutral Atoms. *Advances in Atomic Molecular and Optical Physics*, **42**, 95–170.
- [Guena *et al.* , 2012] Guena, J., Abgrall, M., Rovera, D., Laurent, P., Chupin, B., Lours, M., Santarelli, G., Rosenbusch, P., Tobar, M.E., Li, R., Gibble, K., Clairon, A., & Bize, S. 2012. Progress in atomic fountains at LNE-SYRTE. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, **59**(3), 391–409.
- [Gundlach & Merkowitz, 2000] Gundlach, J. H., & Merkowitz, S. M. 2000. Measurement of Newton’s Constant Using a Torsion Balance with Angular Acceleration Feedback. *Phys. Rev. Lett.*, **85**(Oct), 2869–2872.
- [Gustavson *et al.* , 2000] Gustavson, T. L., Landragin, A., & Kasevich, M. A. 2000. Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope. *Classical and Quantum Gravity*, **17**(12), 2385.
- [Heavner *et al.* , 2011] Heavner, T.P., Parker, T.E., Shirley, J.H., Donley, L., Jefferts, S.R., Levi, F., Calonico, D., Calosso, C., Costanzo, G., & Mongino, B. 2011. Comparing room temperature and cryogenic cesium fountains. *Pages 1–3 of: Frequency Control and the European Frequency and Time Forum (FCS), 2011 Joint Conference of the IEEE International*.

- [Holzwarth *et al.* , 2001] Holzwarth, R., Nevsky, A.Yu., Zimmermann, M., Udem, Th., Hänsch, T.W., von Zanthier, J., Walther, H., Knight, J.C., Wadsworth, W.J., Russell, P.St.J., Skvortsov, M.N., & Bagayev, S.N. 2001. Absolute frequency measurement of iodine lines with a femtosecond optical synthesizer. *Applied Physics B*, **73**(3), 269–271.
- [Hughes *et al.* , 2009] Hughes, K. J., Burke, J. H. T., & Sackett, C. A. 2009. Suspension of Atoms Using Optical Pulses, and Application to Gravimetry. *Phys. Rev. Lett.*, **102**(Apr), 150403.
- [Impens *et al.* , 2006] Impens, F., Bouyer, P., & Bordé, Ch.J. 2006. Matter-wave cavity gravimeter. *Applied Physics B*, **84**(4), 603–615.
- [Ivanov *et al.* , 2008] Ivanov, V. V., Alberti, A., Schioppo, M., Ferrari, G., Artoni, M., Chiofalo, M. L., & Tino, G. M. 2008. Coherent Delocalization of Atomic Wave Packets in Driven Lattice Potentials. *Phys. Rev. Lett.*, **100**(Jan), 043602.
- [Kasevich & Chu, 1991] Kasevich, M., & Chu, S. 1991. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Phys. Rev. Lett.*, **67**(2), 181–184.
- [Kasevich *et al.* , 1989] Kasevich, M. A., Riis, E., Chu, S., & DeVoe, R. G. 1989. rf spectroscopy in an atomic fountain. *Phys. Rev. Lett.*, **63**(Aug), 612–615.
- [Keith *et al.* , 1991] Keith, D. W., Ekstrom, Ch. R., Turchette, Q. A., & Pritchard, D. E. 1991. An interferometer for atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **66**(21), 2693–2696.
- [Lamporesi *et al.* , 2008] Lamporesi, G., Bertoldi, A., Cacciapuoti, L., Prevedelli, M., & Tino, G. M. 2008. Determination of the Newtonian Gravitational Constant Using Atom Interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, **100**(Feb), 050801.
- [Le Gouët, 2008] Le Gouët, J. 2008. *Étude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire*. Ph.D. thesis, Université Paris Sud - Paris XI.
- [Lemondé & Wolf, 2005] Lemondé, P., & Wolf, P. 2005. Optical lattice clock with atoms confined in a shallow trap. *Phys. Rev. A*, **72**(Sep), 033409.
- [Li *et al.* , 2011] Li, R., Gibble, K., & Szymaniec, K. 2011. Improved accuracy of the NPL-CsF2 primary frequency standard: evaluation of distributed cavity phase and microwave lensing frequency shifts. *Metrologia*, **48**(5), 283.
- [Lignier *et al.* , 2007] Lignier, H., Sias, C., Ciampini, D., Singh, Y., Zenesini, A., Morsch, O., & Arimondo, E. 2007. Dynamical Control of Matter-Wave Tunneling in Periodic Potentials. *Phys. Rev. Lett.*, **99**(Nov), 220403.

- [Louchet-Chauvet *et al.* , 2011] Louchet-Chauvet, A., Farah, T., Bodart, Q., Clairon, A., Landragin, A., Merlet, S., & Pereira Dos Santos, F. 2011. The influence of transverse motion within an atomic gravimeter. *New Journal of Physics*, **13**(6), 065025.
- [Mach, 1892] Mach, L. 1892. Ueber einen Interferenzrefraktor. *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, **12**, 89–93.
- [Marion, 2005] Marion, H. 2005. *Contrôle des collisions froides du ^{133}Cs , tests de la variation de la constante de structure fine à l'aide d'une fontaine atomique double Rubidium - Césium*. Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6).
- [Marton, 1952] Marton, L. 1952. Electron Interferometer. *Phys. Rev.*, **85**(6), 1057–1058.
- [McCarron *et al.* , 2008] McCarron, D. J., King, S. A., & Cornish, S. L. 2008. Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium. *Measurement Science and Technology*, **19**(10), 105601.
- [McDonald *et al.* , 2013a] McDonald, G. D., Kuhn, C.C.N., Bennetts, S., Debs, J. E., Hardman, K. S., Close, J. D., & Robins, N. P. 2013a. $80\hbar k$ Momentum Separation with Bloch Oscillations in an Optically Guided Atom Interferometer. *arXiv preprint arXiv:1307.0268*.
- [McDonald *et al.* , 2013b] McDonald, G. D., Keal, H., Altin, P. A., Debs, J. E., Bennetts, S., Kuhn, C. C. N., Hardman, K. S., Johnsson, M. T., Close, J. D., & Robins, N. P. 2013b. Optically guided linear Mach-Zehnder atom interferometer. *Phys. Rev. A*, **87**(Jan), 013632.
- [McGuirk *et al.* , 2002] McGuirk, J. M., Foster, G. T., Fixler, J. B., Snadden, M. J., & Kasevich, M. A. 2002. Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry. *Phys. Rev. A*, **65**(Feb), 033608.
- [Merlet, 2010] Merlet, S. 2010. *Détermination absolue de g dans le cadre de l'expérience de la balance du watt*. Ph.D. thesis, Observatoire de Paris.
- [Merlet *et al.* , 2009] Merlet, S., Le Gouët, J., Bodart, Q., Clairon, A., Landragin, A., Pereira Dos Santos, F., & Rouchon, P. 2009. Operating an atom interferometer beyond its linear range. *Metrologia*, **46**(1), 87.
- [Merlet *et al.* , 2010] Merlet, S., Bodart, Q., Malossi, N., Landragin, A., Pereira Dos Santos, F., Gitlein, O., & Timmen, L. 2010. Comparison between two mobile absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers. *Metrologia*, **47**(4), L9.
- [Messina *et al.* , 2011] Messina, R., Péliisson, S., Angonin, M.-C., & Wolf, P. 2011. Atomic states in optical traps near a planar surface. *Phys. Rev. A*, **83**(5), 052111.

- [Michelson & Morley, 1887] Michelson, A. A., & Morley, E. W. 1887. On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether. *Am. J. Sci.*, **34**, 333–345.
- [Morsch *et al.* , 2001] Morsch, O., Müller, J. H., Cristiani, M., Ciampini, D., & Arimondo, E. 2001. Bloch Oscillations and Mean-Field Effects of Bose-Einstein Condensates in 1D Optical Lattices. *Phys. Rev. Lett.*, **87**(Sep), 140402.
- [Moskowitz *et al.* , 1983] Moskowitz, Ph. E., Gould, Ph. L., Atlas, S. R., & Pritchard, D. E. 1983. Diffraction of an Atomic Beam by Standing-Wave Radiation. *Phys. Rev. Lett.*, **51**(5), 370–373.
- [Müller *et al.* , 2009] Müller, H., Chiow, S.-W., Herrmann, S., & Chu, S. 2009. Atom Interferometers with Scalable Enclosed Area. *Phys. Rev. Lett.*, **102**(Jun), 240403.
- [Nenciu, 1991] Nenciu, G. 1991. Dynamics of band electrons in electric and magnetic fields: rigorous justification of the effective Hamiltonians. *Rev. Mod. Phys.*, **63**(Jan), 91–127.
- [Niu *et al.* , 1996] Niu, Qian, Zhao, Xian-Geng, Georgakis, G. A., & Raizen, M. G. 1996. Atomic Landau-Zener Tunneling and Wannier-Stark Ladders in Optical Potentials. *Phys. Rev. Lett.*, **76**(Jun), 4504–4507.
- [P. Storey & C. Cohen-Tannoudji, 1994] P. Storey, & C. Cohen-Tannoudji. 1994. The Feynman path integral approach to atomic interferometry. A tutorial. *J. Phys. II France*, **4**(11), 1999–2027.
- [Papoulis, 1991] Papoulis, A. 1991. *Probability, Random Variables and Stochastic Processes*. 3rd edn. McGraw-Hill Companies.
- [Péllisson, 2012] Péllisson, S. 2012. *Étude d'états atomiques à proximité d'une surface massive - Application à l'expérience FORCA-G*. Ph.D. thesis, Observatoire de Paris.
- [Pelisson *et al.* , 2012] Pelisson, S., Messina, R., Angonin, M.-C., & Wolf, P. 2012. Dynamical aspects of atom interferometry in an optical lattice in proximity to a surface. *Phys. Rev. A*, **86**(Jul), 013614.
- [Péllisson *et al.* , 2013] Péllisson, S., Messina, R., Angonin, M.-C., & Wolf, P. 2013. Lifetimes of atoms trapped in an optical lattice in proximity of a surface. *arXiv*.
- [Pelle *et al.* , 2013] Pelle, B., Hilico, A., Tackmann, G., Beaufils, Q., & Pereira dos Santos, F. 2013. State-labeling Wannier-Stark atomic interferometers. *Phys. Rev. A*, **87**(2), 023601.

- [Pereira Dos Santos *et al.* , 2002] Pereira Dos Santos, F., Marion, H., Bize, S., Sortais, Y., Clairon, A., & Salomon, C. 2002. Controlling the Cold Collision Shift in High Precision Atomic Interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, **89**(23), 233004.
- [Pereira Dos Santos *et al.* , 2009] Pereira Dos Santos, F., Wolf, P., Landragin, A., Angonin, M.-C., Lemonde, P., Bize, S., Clairon, A., Lambrecht, A., Lamine, B., & Reynaud, S. 2009 (Apr.). Measurement of Short Range Forces Using Cold Atoms. *Pages 44–52 of: Maleki, L. (ed), Frequency Standards and Metrology.*
- [Peters *et al.* , 2001] Peters, A., Chung, K. Y., & Chu, S. 2001. High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia*, **38**(1), 25.
- [Poli *et al.* , 2011] Poli, N., Wang, F.-Y., Tarallo, M. G., Alberti, A., Prevedelli, M., & Tino, G. M. 2011. Precision Measurement of Gravity with Cold Atoms in an Optical Lattice and Comparison with a Classical Gravimeter. *Phys. Rev. Lett.*, **106**(Jan), 038501.
- [Raithel *et al.* , 1997] Raithel, G., Birkel, G., Kastberg, A., Phillips, W. D., & Rolston, S. L. 1997. Cooling and Localization Dynamics in Optical Lattices. *Phys. Rev. Lett.*, **78**(Jan), 630–633.
- [Ramsey, 1950] Ramsey, N. F. 1950. A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields. *Phys. Rev.*, **78**(Jun), 695–699.
- [Rasel *et al.* , 1995] Rasel, E. M., Oberthaler, M. K., Batelaan, H., Schmiedmayer, J., & Zeilinger, A. 1995. Atom Wave Interferometry with Diffraction Gratings of Light. *Phys. Rev. Lett.*, **75**(14), 2633–2637.
- [Rauch *et al.* , 1974] Rauch, H., Treimer, W., & Bonse, U. 1974. Test of a single crystal neutron interferometer. *Physics Letters A*, **47**(5), 369 – 371.
- [Riehle *et al.* , 1991] Riehle, F., Kisters, Th., Witte, A., Helmcke, J., & Bordé, Ch. J. 1991. Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, **67**(2), 177–180.
- [Robert-de-Saint-Vincent *et al.* , 2010] Robert-de-Saint-Vincent, M., Brantut, J.-P., Bordé, Ch. J., Aspect, A., Bourdel, T., & Bouyer, P. 2010. A quantum trampoline for ultra-cold atoms. *EPL (Europhysics Letters)*, **89**(1), 10002.
- [Sagnac, 1913] Sagnac, M.G. 1913. Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux par l'expérience de l'interféromètre tournant. *C.R. Acad. Sci. Paris*, **157**, 708, 1410.

- [Santarelli *et al.* , 1999] Santarelli, G., Laurent, Ph., Lemonde, P., Clairon, A., Mann, A. G., Chang, S., Luiten, A. N., & Salomon, C. 1999. Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain: A High Stability Cesium Frequency Standard. *Phys. Rev. Lett.*, **82**(23), 4619–4622.
- [Schawlow & Townes, 1958] Schawlow, A. L., & Townes, C. H. 1958. Infrared and Optical Masers. *Physical Review*, **112**(6), 1940.
- [Schmidt *et al.* , 2011] Schmidt, M., Senger, A., Hauth, M., Freier, C., Schkolnik, V., & Peters, A. 2011. A mobile high-precision absolute gravimeter based on atom interferometry. *Gyroscopy and Navigation*, **2**(3), 170–177.
- [Schöllkopf *et al.* , 2004] Schöllkopf, W., Grisenti, R.E., & Toennies, J.P. 2004. Time-of-flight resolved transmission-grating diffraction of molecular beams. *European Physical Journal D*, **28**(1), 125–133.
- [Shen *et al.* , 1999] Shen, N., Zang, E. Jun, Cao, H., Zhao, K., Lu, H., Zhang, X., Sun, Y., Xu, C., Chen, X., Zhang, K., & Bai, X. 1999. Modulation transfer spectroscopy of 127I2 hyperfine structure near 532 nm using a self-made diode-pumped Nd:YVO 4-KTP laser. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, **48**(2), 604–607.
- [Shimizu *et al.* , 1992] Shimizu, F., Shimizu, K., & Takuma, H. 1992. Double-slit interference with ultracold metastable neon atoms. *Phys. Rev. A*, **46**(1), R17–R20.
- [Shin *et al.* , 2004] Shin, Y., Saba, M., Pasquini, T. A., Ketterle, W., Pritchard, D. E., & Leanhardt, A. E. 2004. Atom Interferometry with Bose-Einstein Condensates in a Double-Well Potential. *Phys. Rev. Lett.*, **92**(Feb), 050405.
- [Sias *et al.* , 2007] Sias, C., Zenesini, A., Lignier, H., Wimberger, S., Ciampini, D., Morsch, O., & Arimondo, E. 2007. Resonantly Enhanced Tunneling of Bose-Einstein Condensates in Periodic Potentials. *Phys. Rev. Lett.*, **98**(Mar), 120403.
- [Sias *et al.* , 2008] Sias, C., Lignier, H., Singh, Y. P., Zenesini, A., Ciampini, D., Morsch, O., & Arimondo, E. 2008. Observation of Photon-Assisted Tunneling in Optical Lattices. *Phys. Rev. Lett.*, **100**(Feb), 040404.
- [Slater, 1964] Slater, J. C. 1964. Atomic Radii in Crystals. *The Journal of Chemical Physics*, **41**(10), 3199–3204.
- [Snadden *et al.* , 1998] Snadden, M. J., McGuirk, J. M., Bouyer, P., Haritos, K. G., & Kasevich, M. A. 1998. Measurement of the Earth’s Gravity Gradient with an Atom Interferometer-Based Gravity Gradiometer. *Phys. Rev. Lett.*, **81**(Aug), 971–974.

- [Sorrentino *et al.* , 2009] Sorrentino, F., Alberti, A., Ferrari, G., Ivanov, V. V., Poli, N., Schioppo, M., & Tino, G. M. 2009. Quantum sensor for atom-surface interactions below 10 μm . *Phys. Rev. A*, **79**(Jan), 013409.
- [Sortais, 2001] Sortais, Y. 2001. *Construction d'une fontaine double à atomes froids de ^{87}Rb et ^{133}Cs ; Étude des effets dépendant du nombre d'atomes dans une fontaine*. Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6).
- [Steck, 2010] Steck, D. A. 2010. Rubidium 87 D line data. <http://steck.us/alkalidata>.
- [Stockton *et al.* , 2011] Stockton, J. K., Takase, K., & Kasevich, M. A. 2011. Absolute Geodetic Rotation Measurement Using Atom Interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, **107**(Sep), 133001.
- [Tackmann, 2013] Tackmann, G. 2013. *Raman interferometry with free-falling and trapped atoms*. Ph.D. thesis, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6).
- [Tackmann *et al.* , 2011] Tackmann, G., Pelle, B., Hilico, A., Beauvils, Q., & Pereira dos Santos, F. 2011. Raman-laser spectroscopy of Wannier-Stark states. *Phys. Rev. A*, **84**(6), 063422.
- [Tackmann *et al.* , 2012] Tackmann, G., Berg, P., Schubert, C., Abend, S., Gilowski, M., Ertmer, W., & Rasel, E. M. 2012. Self-alignment of a compact large-area atomic Sagnac interferometer. *New Journal of Physics*, **14**(1), 015002.
- [Takamoto *et al.* , 2005] Takamoto, M., Hong, F.-L., Higashi, R., & Katori, H. 2005. An optical lattice clock. *Nature*, **435**(7040), 321–324.
- [Tarallo *et al.* , 2012] Tarallo, M. G., Alberti, A., Poli, N., Chiofalo, M. L., Wang, F.-Y., & Tino, G. M. 2012. Delocalization-enhanced Bloch oscillations and driven resonant tunneling in optical lattices for precision force measurements. *Phys. Rev. A*, **86**(Sep), 033615.
- [Tarallo *et al.* , 2013] Tarallo, M. G., Poli, N., Wang, F.-Y., & Tino, G. M. 2013. Coherent control of quantum transport: Modulation-enhanced phase detection and band spectroscopy. *The European Physical Journal Special Topics*, **217**(1), 207–214.
- [Thomas *et al.* , 2012] Thomas, M., Espel, P., Bielsa, F., Juncar, P., Pinot, P., & Geneves, G. 2012. Present status of the LNE watt balance. *Pages 332–333 of: 2012 Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM)*.
- [Wang, 2011] Wang, X. 2011. *Gravimètres de haute résolution basés sur l'interférométrie atomique*. Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), Zhejiang University.

- [Wang *et al.* , 2005] Wang, Y.-J., Anderson, D. Z., Bright, V. M., Cornell, E. A., Diot, Q., Kishimoto, T., Prentiss, M., Saravanan, R. A., Segal, S. R., & Wu, S. 2005. Atom Michelson Interferometer on a Chip Using a Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.*, **94**(Mar), 090405.
- [Wannier, 1960] Wannier, G. H. 1960. Wave Functions and Effective Hamiltonian for Bloch Electrons in an Electric Field. *Phys. Rev.*, **117**(Jan), 432–439.
- [Weiss *et al.* , 1993] Weiss, D. S., Young, B. C., & Chu, S. 1993. Precision measurement of the photon recoil of an atom using atomic interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, **70**(May), 2706–2709.
- [Weiss *et al.* , 1994] Weiss, D.S., Young, B.C., & Chu, S. 1994. Precision measurement of \hbar/m_{Cs} based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry. *Applied Physics B*, **59**(3), 217–256.
- [Weitz *et al.* , 1996] Weitz, M., Heupel, T., & Hänsch, T. W. 1996. Multiple Beam Atomic Interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, **77**(Sep), 2356–2359.
- [Weyers *et al.* , 2012] Weyers, S., Gerginov, V., Nemitz, N., Li, R., & Gibble, K. 2012. Distributed cavity phase frequency shifts of the caesium fountain PTB-CSF2. *Metrologia*, **49**(1), 82.
- [Wicht *et al.* , 2002] Wicht, A., Hensley, J. M., Sarajlic, E., & Chu, S. 2002. A Preliminary Measurement of the Fine Structure Constant Based on Atom Interferometry. *Physica Scripta*, **2002**(T102), 82.
- [Wilkinson *et al.* , 1996] Wilkinson, S. R., Bharucha, C. F., Madison, K. W., Niu, Qian, & Raizen, M. G. 1996. Observation of Atomic Wannier-Stark Ladders in an Accelerating Optical Potential. *Phys. Rev. Lett.*, **76**(Jun), 4512–4515.
- [Wimberger *et al.* , 2005] Wimberger, S., Mannella, R., Morsch, O., Arimondo, E., Kolovsky, A. R., & Buchleitner, A. 2005. Nonlinearity-induced destruction of resonant tunneling in the Wannier-Stark problem. *Phys. Rev. A*, **72**(Dec), 063610.
- [Wolf *et al.* , 2007] Wolf, P., Lemonde, P., Lambrecht, A., Bize, S., Landragin, A., & Clairon, A. 2007. From optical lattice clocks to the measurement of forces in the Casimir regime. *Phys. Rev. A*, **75**(Jun), 063608.
- [Wu *et al.* , 2007] Wu, S., Su, E., & Prentiss, M. 2007. Demonstration of an Area-Enclosing Guided-Atom Interferometer for Rotation Sensing. *Phys. Rev. Lett.*, **99**(Oct), 173201.

- [Zehnder, 1891] Zehnder, L. 1891. Ein neuer Interferenzrefraktor. *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, **11**, 275–285.
- [Zhou *et al.* , 2013] Zhou, M.-K., Pelle, B., Hilico, A., & Pereira dos Santos, F. 2013. Atomic multiwave interferometer in an optical lattice. *Phys. Rev. A*, **88**(Jul), 013604.

Bruno PELLE

Interféromètres atomiques dans un réseau optique

Résumé :

Le projet ForCa-G, pour Force de Casimir et Gravitation à courte distance, a pour objectif la réalisation de mesures de forces à faible distance entre des atomes et un miroir en utilisant des techniques d'interférométrie atomique. Sont principalement visées la mesure de la force de Casimir-Polder ainsi que la poursuite des tests de gravitation à faible distance dans le cadre d'éventuelles déviations à la loi de Newton. Cette expérience s'appuie sur le piégeage d'atomes neutres dans un réseau optique 1D vertical, où les énergies propres de cet Hamiltonien réalisent une échelle de niveaux d'énergie discrets localisés dans chacun des puits du réseau, appelée échelle de Wannier-Stark. La thèse présentée dans ce manuscrit constitue une démonstration de principe de ce projet avec des atomes situés loin du miroir. Chaque niveau d'énergie est alors séparé de celui du puits adjacent par un incrément en énergie potentielle de pesanteur, représenté par la fréquence de Bloch ν_B . Des interféromètres atomiques sont ensuite réalisés dans le réseau à l'aide d'impulsions Raman ou micro-onde où les paquets d'onde des atomes piégés sont placés, puis recombinaison, dans une superposition d'états entre différents niveaux d'énergie localisés soit dans le même puits, soit dans des puits adjacents. Ce travail présente l'étude de différents interféromètres, caractérisés en termes de sensibilité et d'effets systématiques sur la mesure de la fréquence de Bloch. Une sensibilité de $\sigma_{\delta\nu_B}/\nu_B = 9,0 \times 10^{-6}$ à 1 s en relatif a été obtenue, qui s'intègre jusqu'à $\sigma_{\delta\nu_B}/\nu_B = 1,9 \times 10^{-7}$ en 2800 s. Ce qui constitue une mesure de l'accélération de la pesanteur g à l'état de l'art des gravimètres atomiques piégés.

Mots-clés : Métrologie fondamentale, réseau optique, interférométrie atomique, atomes froids, transitions Raman stimulées, gravimétrie, capteur inertiel, force de Casimir-Polder.

Atomic interferometers in an optical lattice

Abstract:

The aim of the ForCa-G project, for Casimir force and short range Gravitation, lies into the measurement of short range forces between atoms and a mirror using atomic interferometry techniques. Particularly, the Casimir-Polder force and the pursuit of short range gravitational tests in the frame of potential deviations of Newton's law are aimed. This experiment is based on the trapping of neutral atoms in a 1D vertical optical lattice, where the energy eigenvalues of the Hamiltonian describing this system is the so-called Wannier-Stark ladder of discrete energy states localized in each lattice well. This work constitutes a demonstration of principle of this project with atoms set far from the mirror. Each energy state is thus separated from the one of the adjacent well by the potential energy increment between those two wells, called the Bloch frequency ν_B . Then, atomic interferometers are realized in the lattice using Raman or microwave pulses where the trapped atomic wavefunctions are placed, and then recombined, in a superposition of states between different energy states localized either in the same well, either in adjacent wells. This work presents the study of different kinds of atomic interferometers in this optical lattice, characterized in terms of sensibility and systematic effects on the Bloch frequency measurement. One of the studied interferometers accessed to a sensitivity on the Bloch frequency of $\sigma_{\delta\nu_B}/\nu_B = 9.0 \times 10^{-6}$ at 1 s in relative, which integrates untill $\sigma_{\delta\nu_B}/\nu_B = 1.9 \times 10^{-7}$ in 2800 s. This corresponds to a state-of-the-art measurement of the gravity acceleration g for a trapped atomic gravimeter.

Key words: Fundamental metrology, optical lattice, atom interferometry, cold atoms, stimulated Raman transitions, gravimetry, inertial sensor, Casimir-Polder force.